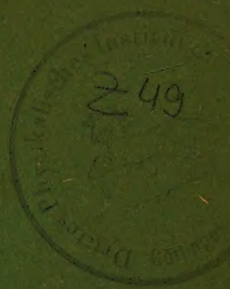


FUNK UND TON



Monatsheft für Hochfrequenztechnik und Elektroakustik

AUS DEM INHALT

Dr. F. X. EDER: Das Grenzgebiet zwischen elektrischen Millimeterwellen und dem langwelligen Ultrarot

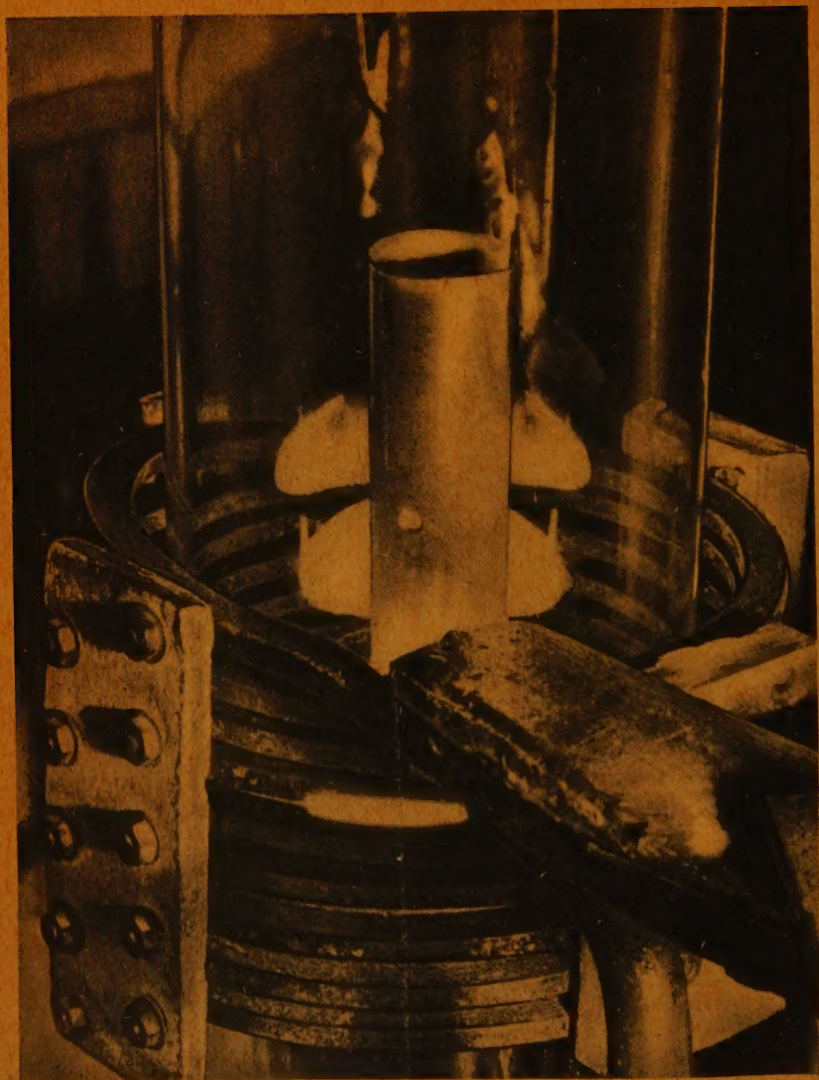
Dr.-Ing. F. KIRSCHSTEIN und D. WEBER: Über die Konstanzhaltung der mittleren Frequenz von frequenzmodulierten Ultra-Kurzwellen-Sendern

Dr.-Ing. F. W. GUNDLACH: Die Raumladungssteuerung im Laufzeitgebiet bei hohen Aussteuerungsgraden

Dr. H. SALOW: Versuche am Elektronenzyklotron

OKTOBER 1948 • HEFT 10 • PREIS 3 MARK

VERLAG FÜR RADIO-FOTO-KINOTECHNIK GMBH, BERLIN



Aufnahme: Schwahn

Hartlöten im Hochfrequenzfeld

Das Werkstück befindet sich in einer Vakuumröhre, die von der NF-Spule umwickelt wird. Die HF-Spule besteht aus einem Kupfer-Profil-Rohr, das Wasser zur Kühlung durchfließt

Dr. F. X. EDER

DK 621.396.615.029.64:535.61—14/5:621.391.6

Das Grenzgebiet zwischen elektrischen Millimeterwellen und dem langwelligen Ultrarot

Übersicht

Das physikalisch interessante Gebiet zwischen den elektrisch erzeugbaren Millimeterwellen einerseits und dem äußersten Ultrarotspektrum andererseits wurde im letzten Jahrzehnt immer mehr eingeengt. Die früher bestehende Lücke ist geschlossen worden durch die Anwendung neuartiger Generatoren, deren Leistungsfähigkeit für den hier behandelten speziellen Fall im einzelnen diskutiert wird. Trotz der verschiedenen Erzeugungsverfahren ist der Schluß berechtigt, daß in bezug auf die erzeugbare Intensität der Strahlung zwischen den Wärmewellen und der von makroskopischen Generatoren erzeugten elektromagnetischen Strahlung ein ausgeprägtes Minimum besteht. Der Intensitätsabfall zu beiden Seiten des Minimums erfolgt etwa mit der vierten Potenz der Frequenz, was auch in Einklang mit den theoretischen Überlegungen steht.

I. Einleitung

Das vielleicht wichtigste Kennzeichen in der Entwicklung der Hochfrequenztechnik in den letzten Jahren ist die Erforschung und technische Nutzanwendung der Zentimeterwellen. Die sich bei Verwendung dieser Wellen zur Nachrichtenvermittlung ergebenden Vorteile sind offenkundig: gute Bündelungsfähigkeit und damit geringe erforderliche Senderleistung, da das Spiegel- bzw. Reflektorsystem unschwer ein Vielfaches der Wellenlänge sein kann. Für diese Frequenzen stehen heute bereits leistungsstarke Generatoren zur Verfügung, die sehr gute Wirkungsgrade bis 90% besitzen. Wenn nun heute trotzdem die Frage nach noch geringeren Wellenlängen laut wird, so geschieht das hauptsächlich aus Gründen der reinen Wissenschaft. Wenngleich durch eine Verringerung der Wellenlänge z. B. die Bündelungsschärfe von Funksehgeräten und damit deren Auflösungsvermögen gesteigert werden könnten, besteht von der Seite der angewandten Forschung für diesen Schritt ein geringeres Interesse, da diese Vorteile durch die Absorption in der Atmosphäre und Streuung an Nebel- und Regentröpfchen verlorengehen, wie theoretisch von Stratton [1] dargelegt und durch Ausbreitungsversuche [2] bewiesen wurde. Von ungleich größerer Bedeutung ist die Herstellbarkeit kürzester Wellen für die Erforschung

der Wechselwirkung dieser Strahlung mit den Molekülen gasförmiger und flüssiger Substanzen.

Wird ein Medium, dessen Moleküle ein permanentes elektrisches Moment besitzen, einem elektrischen Wechselfeld ausgesetzt, so werden sich diese Dipole, die im feldfreien Zustand regellos im Raum orientiert sind, in die wechselnde Richtung des Feldes einzustellen versuchen. Dem entgegen wirkt die desorientierende Wärmebewegung, die mit der Temperatur zunimmt. Steigert man die Frequenz des Wechselfeldes, so wird der Phasenwinkel zwischen der angelegten Feldstärke und der Dipolrichtung wegen der endlichen „Relaxationszeit“ der Moleküle immer größer, der in die Feldrichtung fallende Anteil der Polarisation daher geringer, d. h. die Dielektrizitätskonstante fällt mit sinkender Frequenz. Dieser Übergang von statischer in dynamische (optische) Dielektrizitätskonstante ist mit einer selektiven Absorption im gleichen Frequenzbereich verbunden. In festen Körpern liegt das Gebiet anomaler Dispersion bei relativ geringen Frequenzen, z. B. bei Eis [3] von -5°C bei etwa 15 kHz, wobei die DK von 80 auf etwa 3 fällt. Auch bei Flüssigkeiten wurde die gleiche Erscheinung beobachtet, allerdings bei sehr viel höheren Frequenzen wegen der sehr kleinen Relaxationszeiten, z. B. bei Wasser bei etwa 1,5 cm Wellenlänge. Bei den Gasen findet man in vielen Fällen ein ausgeprägtes Absorptionsspektrum mit zum Teil sehr scharfen Absorptionslinien in einem Wellenbereich von 2 bis 20 mm. In einigen Fällen, z. B. NH_3 [4] ist die Lage der Absorptionslinie quantitativ aus den Energiestufen des Stickstoffatoms zu berechnen und aus den Rotationsquantenstufen des Moleküls die Feinstruktur in der Nähe der Linie zu erklären. Im Falle des paramagnetischen Sauerstoffmoleküls wurde durch van Vleck [5] die beobachtete selektive Absorption bei 2,5 mm Wellenlänge auf die Resonanz zwischen seinem magnetischen Moment und dem magnetischen Vektor der Welle zurückgeführt. Aus diesem kurzen Einblick geht hervor, daß die Frage nach der Herstellung ausreichender Strahlungsintensitäten im Bereich von 0,1 bis 10 mm physikalisch von außerordentlichem Interesse ist.

Während nun für die meisten Frequenzgebiete des elektromagnetischen Spektrums die Frage nach der Erzeugbarkeit bestimmter Intensitäten aus grundsätzlichen physikalischen oder technischen Gesichtspunkten hinreichend genau zu beantworten ist, werden diese Angaben in dem hier zur Diskussion stehenden Gebiet unsicher. Nachdem bereits vor einiger Zeit durch Klumb [6] diese Frage gestellt wurde und zur Annahme einer „Intensitätslücke“ führte, soll angesichts der gewaltigen Entwicklung der Hochfrequenztechnik im letzten Jahrzehnt versucht werden, den Verlauf der erzeugbaren Intensität zwischen 0,1 und 10 mm Wellenlänge zu verfolgen.

II. Elementare Oszillatoren.

Fassen wir zunächst das Gebiet, das sich nach der kurzwelligen Seite an das von uns zu betrachtende Gebiet anschließt, ins Auge. Für den atomaren Strahler berechnet sich quantentheoretisch die ausgesandte Frequenz ν bekanntlich zu:

$$\nu = \frac{E_i - E_k}{h} \quad (1)$$

wenn E_i die Energie des Strahlers vor dem spontanen Übergang und E_k seine Energie hinterher und h das Plancksche Wirkungsquantum bedeuten. Aus der Theorie der kontinuierlichen Spektren bestimmt sich nun die Emissions-

intensität durch die Übergangswahrscheinlichkeit zwischen den entsprechenden Energiezuständen E_i und E_k , d. h. durch die Zahl solcher Übergänge pro Sekunde. Bei Vernachlässigung der sog. erzwungenen Emission — was im langwelligeren Ultrarot bedenkenlos geschehen darf — berechnet sich die Übergangswahrscheinlichkeit A_{ik} wellenmechanisch zu:

$$A_{ik} = \frac{64 \pi^4 e^2}{3 c^3 h^4} (E_i - E_k)^3 |R_{ik}|^2$$

$$\text{und mit (1)} = \frac{64 \pi^4 e^2 v^3}{3 c^3 h} |R_{ik}|^2 \quad (2)$$

c ist die Lichtgeschwindigkeit, e die Elementarladung und R_{ik} die sog. Übergangsmatrix, die sich aus der zeitabhängigen Schrödinger-Gleichung berechnen läßt. Nennen wir N_i die Zahl der atomaren Strahler im cm^3 im Zustand E_i , so wird pro Sekunde die Energie ausgestrahlt:

$$J_v = N_i g_i h v A_{ik} \quad (3)$$

worin g_i das statistische Gewicht des Zustandes i bedeutet. Setzt man diesen Ausdruck in Gleichung (2) ein, so erhalten wir schließlich für die ausgesandte Intensität:

$$J_v = \frac{64 \pi^4 e^2 v^4}{3 c^3} |R_{ik}|^2 \quad (4)$$

Das bedeutet, daß die möglichen Strahlungsintensitäten aller Systeme quantenhafter Strahler grundsätzlich nach längeren Wellen hin mit der 4. Potenz der Frequenz abfallen.

Für den Hohlraumstrahler und nichtschwarzen Temperaturstrahler ergibt sich die bei der Wellenlänge λ pro cm^2 ausgestrahlte Energie nach dem Planckschen Strahlungsgesetz zu:

$$J_{\lambda T} = \frac{2 C_1 d \lambda}{\lambda^5 (e^{C_2/kT} - 1)} \quad [\text{W/cm}^2] \quad (5)$$

mit $C_1 = 5,89 \cdot 10^{-13} \text{ Wcm}^2$, $C_2 = 1,43 \text{ cm} \cdot ^\circ\text{K}$, (λ in cm).

Im Bereich der langen ultraroten Wellen kann man die Exponentialfunktion in eine Reihe entwickeln und gelangt zur Rayleigh-Jeanschen Strahlungsformel

$$J_{\lambda, T} = \frac{2 C_1 T}{C_2 \lambda^4} \quad (5a)$$

aus der ersichtlich ist, daß die mögliche Strahlungsintensität eines quantenhaften Oszillators ganz analog der Gleichung (4) mit der 4. Potenz der Frequenz anwächst, gegen das langwellige Ultrarot also stark abfällt, wie in Abb. 2 eingezeichnet ist. Beide Strahlungsformeln sind experimentell voll bestätigt worden.

III. Makroskopische Oszillatoren

Auf der langwelligeren Seite des in Betracht kommenden Bereiches stehen für die Erzeugung sehr kurzer Wellen eine Reihe von Möglichkeiten offen, die nun im Hinblick auf die Verwendbarkeit im Millimeter-Gebiet im einzelnen betrachtet werden sollen.

Die älteste Strahlungsquelle für Millimeter-Wellen stellt der „Massestrahler“ nach Glagelowa-Arkadiewa [7] (1924) dar. Dieser besteht aus einer sehr großen Anzahl sehr kleiner Metallkugeln, die in Isolieröl suspendiert sind und durch

eine Funkenentladung zu stark gedämpften Eigenschwingungen angestoßen werden. Die Eigenfrequenz dieser Schwingungen errechnet sich nach der Thomson-Formel für die Grundwelle eines kugelförmigen Oszillators zu:

$$\lambda_0 = \frac{2 \pi d}{\sqrt{3}} \quad (6)$$

wenn man mit d den Durchmesser bezeichnet. Gleichung (6) ist durch Versuche von Righi, Nichols und Tear sowie Lewitzky bestätigt worden. Beim Massestrahler werden nun bei einem Funkendurchschlag jeweils eine größere Anzahl N von Oszillatoren angeregt. Beträgt die Frequenz der angelegten Wechselspannung ν und die Durchschlagsfeldstärke des Öles E_d , so läßt sich die Intensität der Strahlung nach Schardin angeben zu:

$$J = N \cdot \frac{3}{16} c E_d^2 d^3 \nu \tau \quad (7)$$

wenn c die Lichtgeschwindigkeit und τ die Schwingungszeit eines Oszillators ist. Mit $E_d = 10^6$ V/cm, $N = 100$, $\nu = 10^2$, $d = 0,3$ mm und $\tau = 3 \cdot 10^{-12}$ s erhält man bei einer Wellenlänge von 1 mm eine Leistung von 10^{-1} W. Von besonderem Interesse in diesem Zusammenhang ist für uns die Abhängigkeit vom Durchmesser d der Kügelchen, die besagt, daß die erzeugbare Leistung quadratisch mit dem Durchmesser abnimmt, gleiches τ vorausgesetzt. Da τ ebenfalls etwa mit λ abnimmt, ist eine Abnahme der Leistung mit der 3. Potenz des Durchmessers, d. h. mit der Wellenlänge zu erwarten. Das gilt auch für die Anregung in Oberwellen. Für quantitative Messungen bei einer bestimmten Wellenlänge scheidet diese Methode, mit der Wellenlängen bis unter 1 mm hergestellt wurden, wegen der starken Dämpfung und des breiten Frequenzspektrums aus.

Für die Erzeugung ungedämpfter Schwingungen sehr hoher Frequenzen kommen ausschließlich Elektronenröhren in Frage.

Durch Verringerung von Schwingkreiskapazität und -induktivität lassen sich bekanntlich beim rückgekoppelten Röhrensender Wellenlängen von einigen Metern erzeugen. Verzichtet man schließlich auf eine besondere Kapazität und nimmt statt dessen die Gitter-Anodenkapazität einer Dreielektrodenröhre und als Induktivität die Selbstinduktion eines kurzen Verbindungsbügels zwischen Gitter und Anode, so gelangt man bereits in den Dezimeterwellenbereich. Die maximal erreichbare Frequenz hängt jedoch nicht so sehr von den Schwingkreisdaten ab als von der Bedingung der Selbsterregung, die aufhört, sobald die Laufzeit der Elektronen zwischen den Elektroden von der Größe der reziproken Frequenz wird. Ist U die an der Anode liegende Gleichspannung, m und e Masse und Ladung des Elektrons und a_{ka} der Abstand Anode-Katode, so errechnet sich die Laufzeit t zu:

$$t = \sqrt{\frac{a_{ka}^2 m}{2 e U}} \quad (8)$$

Das bedeutet, daß sich kleine Wellenlängen nur bei kleinem Katoden-Anodenabstand herstellen lassen. So wird z. B. für a_{ka} und $U = 1000$ V die Wellenlänge von der Größe 10 cm. Eine Verkleinerung von a_{ka} ergibt andererseits eine vergrößerte Schwingkreiskapazität. Will man diese klein machen, so müssen die Abmessungen der Anode verringert werden, wodurch die Anodenbelastung und damit die erzeugbare Leistung stark abnehmen.

Erst durch die Nutzbarmachung der Laufzeitercheinungen ist es möglich geworden, zu sehr viel höheren Frequenzen zu gelangen und in das zur Diskussion stehende Frequenzgebiet einzudringen. Das wesentliche Merkmal der Laufzeitröhren — Bremsfeldröhre, Magnetron und Klystron — im Vergleich zu den statisch arbeitenden Generatoren kommt durch die Besonderheit des Energieaustausches der Elektronen zum Ausdruck. Während nämlich in einem genügend langsam veränderlichen elektrischen Feld des Integral der Energie eines Elektrons über einen geschlossenen Weg $e\oint \mathbf{E} \cdot d\mathbf{s} = 0$ ist, da das Elektron bei der Rückkehr an seinen Ausgangspunkt das ungeänderte Potential vorfindet, ist das nicht mehr bei schnell veränderlichen Feldern der Fall. Das Integral nimmt einen endlichen Wert an, der unmittelbar die Energieabgabe oder -aufnahme im hochfrequenten Feld angibt, und zwar auch dann, wenn diese nicht direkt, sondern durch Influenz an den Elektroden erfolgt.

Das gilt auch für den am längsten bekannten Laufzeitgenerator nach Barkhausen-Kurz, der Bremsfeldröhre, bei der zwischen der Katode und der negativ vorgespannten Anode das positiv geladene Gitter liegt. Die von der Katode emittierten Elektronen fliegen durch das Gitter hindurch, werden vor der Anode abgebremst und zur Umkehr gezwungen, pendeln also zwischen den beiden Elektroden hin und her, ehe sie von den Gitterdrähten abgefangen werden (Elektronentanz). Stimmen Pendelungs- und Schwingkreisfrequenz bei passender Anodenspannung überein, wird von den Elektronen an den zwischen Gitter und Anode liegenden Schwingungskreis Energie abgegeben. Die Maximalfrequenz hängt von der beschleunigenden Gitterspannung im Sinne der Gleichung (8) ab, wenn man beachtet, daß der Abstand a_{ka} nun von der Größe des vor der Anode liegenden Gegenfeldes abhängt. Nach Potapenko [8]



Abb. 1

lassen sich Wellenlängen von der Größe 1 cm auf diese Weise erzeugen. Für den Anstieg nach noch höheren Frequenzen gelten die gleichen Gesetzmäßigkeiten wie für den rückgekoppelten Röhrengenerator, also die Abhängigkeit der erzeugbaren Energie von der 3. Potenz der Wellenlänge, wenn der mit kürzer werdender Wellenlänge abnehmende Wirkungsgrad berücksichtigt wird. Die Bremsfeldröhre mit ihrem relativ geringen Wirkungsgrade ist seit einiger Zeit fast vollständig verdrängt worden durch das Magnetron, dessen Anwendungsbereich sowohl in bezug auf die sehr hohen erzeugbaren Frequenzen als auch hinsichtlich der zu erzielenden Leistung sich ständig erweitert hat. Das

gilt ganz besonders für das Schlitzanodenmagnetron, das Zentimeterwellen bei Leistungen von vielen kW im Impulsbetrieb herzustellen gestattet. Es besteht aus einer zylindrischen Anode mit zentrischer Katode, die sich in einem starken, homogenen Magnetfeld befinden. Die innere Wandung der Kupferanode ist mit einer Anzahl von Schlitzten versehen, die in zylindrische, zum Magnetfeld parallel verlaufende Hohlräume sich erweitern. Diese stellen einzelne Hohlraumresonatoren dar, in denen das hochfrequente Magnetfeld in Achsenrichtung und das elektrische Feld zwischen den Schlitzten verläuft. Da sich diese magnetischen Felder an den Stirnseiten der Anode schließen, sind die Einzelräume miteinander gekoppelt, und die Leistung kann an einem der Resonatoren entnommen werden. Bei passender Wahl der magnetischen Feldstärke H und der Anodenspannung U_a beschreiben die aus der Katode tretenden Elektronen zwischen Anode und Katode Zykloidenbahnen auf einem Leitkreis zwischen den beiden Elektroden und geben ihre Energie an die elektrischen

Felder zwischen den Schlitzten ab. Bezeichnet man mit H und E die magnetische und elektrische Feldstärke, s die Schlitzteilung und c die Lichtgeschwindigkeit, so ergibt sich die mit einer solchen Magnetfeldröhre erzeugte Wellenlänge zu:

$$\lambda = 2 H s c / E, \quad (9)$$

wobei jedoch die magnetische Feldstärke H die Bedingung

$$r_a = \sqrt{\frac{8 m}{e} \frac{V U_a}{H}} \quad (10)$$

erfüllen muß, wenn m und e Masse und elektrische Ladung des Elektrons und r_a den Anodenradius bezeichnen. Sollen also sehr hohe Frequenzen erzeugt werden, muß die Segmentteilung s und damit auch r_a verkleinert werden, was andererseits hohe magnetische und elektrische Felder erforderlich macht. Da nun die erzeugbare Leistung sowohl von der Anodenbelastung, d. h. von ihrer Oberfläche zum andern von der Elektronenemission der Katode abhängt, außerdem der Wirkungsgrad aus Gründen einer nicht mehr vollständig durchzuführenden Zentrierung der Katode mit kleiner werdender Wellenlänge, d. h. Dimension, abnimmt, ist eine Gesamtabhängigkeit der Intensität mit etwa der 3. Potenz der Wellenlänge theoretisch zu erwarten. Eine Bestätigung dieses Sachverhaltes liefern ältere Messungen von A. Esau an verschiedenen Magnetfeldröhren, die in Tabelle 1 wiedergegeben und in der Abb. 2 eingetragen sind.

Tabelle 1

(cm)	Strahlungsintensität (W)
8	$7,5 \cdot 10^{-1}$
2,8	$2,5 \cdot 10^{-2}$
1,5	$1,4 \cdot 10^{-3}$
0,75	$8 \cdot 10^{-6}$
0,49	$8 \cdot 10^{-7}$

Die Intensitätsangaben sind allerdings nur relativ zu werten, da die fortschrittliche Magnetrontechnik heute Wellenlängen von einigen Zentimetern bei Leistungen von 100 W und darüber im Dauerbetrieb herzustellen gestattet. Es besteht jedoch kein Grund anzunehmen, daß der Leistungsabfall moderner Röhren mit abnehmender Wellenlänge nach anderen Gesetzen erfolgen soll. Die kleinste noch herstellbare Wellenlänge dürfte beim Magnetron von der Größe 1 mm sein, darüber hinaus sind die elektrischen und magnetischen Felder in den nur Bruchteile von Millimetern messenden Anodenräumen kaum noch zu bewältigen.

Bezüglich der erzeugbaren Leistung mittels geschwindigkeitsgesteuerter Laufzeitröhren, der Klystrons, gelten

ähnliche Überlegungen wie beim Magnetron. Da die Intensität stark von den Schwingungseigenschaften des als Steuer- und Auskoppelorgan dienenden Hohlraumresonators abhängt, das Dämpfungsdekrement eines Hohlraumes jedoch mit abnehmenden linearen Dimensionen zunimmt, ist insgesamt ebenfalls ein Abfall der Intensität mit der 3. Potenz der Wellenlänge zu erwarten.

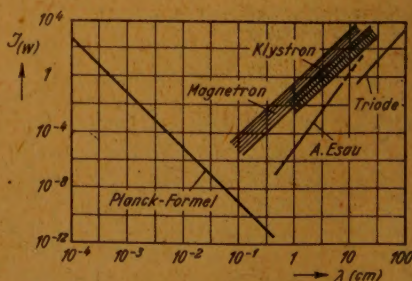


Abb. 2

Die absoluten mit dem Klystron erreichbaren Intensitäten liegen im Gebiet der Zentimeterwellen jedoch bedeutend unter denen des Magnetrons.

IV. Die Čerenkov-Strahlung

Im Jahre 1934 entdeckte Čerenkov [9] eine sichtbare Strahlung, die von einem Isolator ausgeht, wenn dieser mit einem Elektronenstrahl beschossen wird, dessen Geschwindigkeit größer ist als die Lichtgeschwindigkeit in dem betreffenden Medium. Ist n der Brechungsindex des Isolators und v die Elektronengeschwindigkeit, so wird die Strahlung unter dem Winkel Θ ausgesandt, entsprechend der Beziehung (Abb. 1):

$$\cos \Theta = \frac{c}{v n} \quad (11)$$

Die Theorie dieser Erscheinung, die von Frank und Tamm [10] aus den klassischen Maxwell-Beziehungen hergeleitet wurde, liefert für die pro Elektron abgegebene Strahlungsleistung:

$$J = \frac{e^2 l}{c^2} \int \omega d\omega \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}\right) \quad (12)$$

wenn e die Elektronenladung, l die durchsetzte Länge, c die Lichtgeschwindigkeit, $\beta = v/c$ und ω die Kreisfrequenz des ausgesandten Lichtes bedeuten. Die Integration ist über das ganze Spektrum, in dem der Isolator für die betreffende Frequenz durchsichtig ist und die Beziehung (11) gilt, zu erstrecken. Vor kurzem hat nun Ginsburg [11] theoretisch die Möglichkeit nachgeprüft, ob es nicht gelingen könnte, mit Hilfe dieses Effektes elektrische Schwingungen im Millimetergebiet zu erzeugen, und eine Beziehung angegeben, die der Gleichung (12) bis auf einen Faktor entspricht. Diese gilt nicht nur für den Fall, daß die Elektronen in den Isolator eingeschossen werden, sondern auch dann, wenn sich diese in einem Spalt zwischen zwei dielektrischen Platten oder im Kanal eines Isolierrohres bewegen. Da es eine Reihe von Werkstoffen gibt, für die in dem betrachteten Frequenzgebiet $n \approx 10$ ist, würden schon geringe Elektronengeschwindigkeiten genügen, um den Effekt zu erhalten. Die ausgestrahlte Energie in einem Frequenzbereich von $2 - 2,2 \cdot 10^{12}$ Hz würde nach (12) für $l = 20$ cm und einen Strom von 10 mA $6 \cdot 10^{-6}$ W betragen. Da in Gleichung (12) die Ladung e quadratisch eingeht, ließe sich die Strahlungsleistung beträchtlich erhöhen, wenn man den Strom in sehr kurze Impulse zerhackt, in denen je n Elektronen enthalten sein sollen. Ist N die Anzahl der pro Sekunde ausgesandten Impulse, so ergibt sich aus (12)

$$\Delta J = \frac{e^2 l}{2 c^2} n^2 N \omega \Delta \omega \quad (13)$$

Setzt man in das oben angeführte Beispiel $n = 10^7$ Elektronen ein, so würde sich die Strahlungsleistung beim selben Strahlstrom auf 300 W erhöhen. Dieses überraschende Ergebnis bedarf jedoch noch einer einschränkenden Korrektur. Die theoretische Ableitung setzt nämlich voraus, daß die räumliche Ausdehnung der Impulse nicht die ausgestrahlte Wellenlänge übertreffen darf. Der Strahlstrom müßte also mit der zu erzeugenden Frequenz moduliert werden. Zum andern muß der Spalt zwischen den Platten $\leq 0,1 \lambda/n$ sein, damit Gleichung

(12) gilt. Das bedeutet, daß sowohl der Strahlstrom als auch die durchlaufene Länge l nicht beliebig groß gemacht werden können und mit kleiner werdender Wellenlänge große, auf die Länge λ zu konzentrierende Raumladungen herzustellen wären. Durch das Eigenpotential der Elektronen sind jedoch bald die Grenzen des Möglichen erreicht. Werden die Elektronen ohne Spalt eingeschossen, so übertreffen die Energieverluste durch Stoßprozesse die Strahlungsverluste um den Faktor 10^3 . Es besteht also auch in diesem Fall Grund zur Annahme, daß beim Übergang von längeren Wellen zu Millimeterwellen die Energieausbeute sehr stark, wahrscheinlich mit mindestens der 2. Potenz von λ abnimmt.

V. Zusammenfassung

In Abb. 2 sind nun abhängig von der Wellenlänge λ die mit Hilfe der einzelnen Verfahren erzeugbaren Leistungen aufgetragen. Es ist daraus ersichtlich, daß sowohl von seiten der atomaren Strahler als auch auf der langwelligen Seite ein schroffer Abfall der Intensität vorhanden ist und bei einer Wellenlänge zwischen 0,5 und 1 mm offensichtlich ein Gebiet minimaler Strahlungsintensität besteht. Ein gewisser Unterschied zwischen atomaren und makroskopischen Strahlern besteht darin, daß bei jenen der Übergang von den Lichtfrequenzen zu geringeren Frequenzen physikalisch vorgegeben ist, während auf der langwelligen Seite die gleiche zwingende Beweisführung für die Abnahme der Intensität beim Übergang zu höheren Frequenzen noch nicht vorliegt. Ein Ansatz in dieser Richtung ist vielleicht darin zu finden, daß man als Grund für den Abfall der mit makroskopischen Oszillatoren erzeugbaren Intensitäten die Schwierigkeit ansieht, Raumladungen sehr großer Dichte herzustellen. Sowohl bei den Laufzeitröhren als auch bei der Ausnutzung des Čerenkov-Effektes ist das Vordringen zu kleineren Wellenlängen dadurch begrenzt, daß sich die umlaufenden bzw. die durch den Spalt der Isolatoren fliegenden Elektronenstrahlen nicht zu sehr kleinen Raumladungs„pünktchen“ konzentrieren lassen. Von diesem Blickpunkt betrachtet scheint die gestellte Frage grundsätzlicher Natur zu sein, deren Beantwortung nicht von den mehr zufälligen technischen Fortschritten abhängig zu sein scheint.

Abschließend soll noch erwähnt werden, daß analoge Verhältnisse auch für die Nachweismethoden in diesem Grenzgebiet vorliegen. Während auf der langwelligen Seite die im cm-Gebiet noch wirksamen Kristalldetektoren mit zunehmender Frequenz ihre Wirksamkeit verlieren, werden die im Ultrarot verwendeten thermischen Empfänger (Mikroradiometer, Thermosäule, Bolometer) mit zunehmender Wellenlänge rasch unempfindlich.

VI. Schrifttum

- [1] Stratton, J. A. Proc. Inst. Radio Eng. 38 (1931), S. 162.
- [2] Lamont, H. R. u. Watson, A. Nature 158 (1946), S. 943.
- [3] Eder, F. X. FUNK UND TON, Bd. 1 (1947), Nr. 1, S. 21, Ann. Phys., 6. Folge, Bd. 1 (1947), S. 381.
- [4] Herzberg, G. Infra-Red and Raman Spectra (1945), New York.
- [5] Van Vleck, J. H. Phys. Rev. 71 (1947), S. 413.
- [6] Klumb, H. ZS. Phys., Bd. 15 (6) (1940), S. 321.
- [7] Glagelowa-Arkadiewa, A. ZS. Phys. 24 (1924), S. 153, 55; (1929) S. 234.
- [8] Potapenko, G. ZS. techn. Phys. 10 (1929), S. 542.
- [9] Collins, G. B. u. Reiling, V. G. Phys. Rev. 54 (1938), S. 499.
- [10] Frank, J. und Tamm, I. G. C. R. (UdSSR) 14 (1937), S. 109.
- [11] Ginsburg, W. L. Ber. Akad. Wiss. UdSSR, 3 (1947), S. 253.

Über die Konstanthaltung der mittleren Frequenz von frequenz-modulierten Ultra-Kurzwellen-Sendern

Das Problem

Bei amplituden-modulierten Hochfrequenzsendern bildet der Schwingquarz ein nahezu ideales Hilfsmittel, um die Schwingungszahl der Hochfrequenz sehr genau konstant zu halten. Bei frequenz-modulierten Sendern ist dieses Hilfsmittel nicht unmittelbar verwendbar, weil sich die Schwingung eines bestimmten Quarzes durch äußere Einwirkung nicht in dem erforderlichen Maß verändern läßt.

Gerade bei frequenz-modulierten Sendern ist aber ein wirksames Hilfsmittel zur Aufrechterhaltung der mittleren Frequenz besonders wichtig, weil die Einrichtungen, mit denen die F.-M. durchgeführt wird, ihrer Natur nach bei irgendwelchen Änderungen der äußeren Betriebsbedingungen verhältnismäßig große Änderungen der mittleren Frequenz hervorrufen. Außerdem wird die F.-M. vorwiegend im Bereich der Ultra-Kurzwellen angewendet, wo einerseits der Anteil der inneren Röhren-Kapazitäten an dem Gesamtbetrag der Schwingkreis-kapazitäten und damit die Frequenzschwankungen prozentual sehr groß sind, und andererseits die Vorschriften für die Einhaltung der mittleren Frequenz zur Vermeidung gegenseitiger Störungen sehr streng sind. So verlangt z. B. die „Federal Communications Commission“ der Vereinigten Staaten, daß die mittlere Frequenz eines Senders in dem Rundfunkband von 42 bis 50 MHz um nicht mehr als 2 kHz von ihrem Sollwert abweichen darf. Das entspricht einer relativen Frequenzkonstanz von $\pm 4 \cdot 10^{-5}$.

Es ist daher im allgemeinen nicht möglich, sich bei dem Bau von frequenz-modulierten Sendern auf die natürliche Frequenzkonstanz der gewöhnlichen Schwingungskreise zu verlassen. Man muß vielmehr Kunstschaltungen anwenden, mit deren Hilfe die Frequenzkonstanz von Schwingquarzen indirekt ausgenutzt wird, um die Senderfrequenz konstant zu halten.

Im folgenden wird eine solche Kunstschaltung beschrieben, die in den Vereinigten Staaten unter der Bezeichnung „Crosby-Transmitter-Circuit“ bekannt ist und offenbar bei einer größeren Zahl von Sendern bereits praktisch angewendet wird.

Diese Schaltung wurde im Jahre 1942 von den Verfassern im „Institut für Schwingungsforschung“ der Technischen Hochschule Berlin — ohne Kenntnis der amerikanischen Vorarbeiten — erprobt und — wegen der dabei erzielten Erfolge — zum Patent angemeldet. Die Bearbeitung der Patentanmeldung ergab dann, daß nicht nur das Schaltungsprinzip bereits bekannt war, sondern daß auch schon eine ausführliche theoretische Untersuchung über die günstigste Bemessung der Schaltungselemente veröffentlicht worden war¹⁾.

Diese Feststellung veranlaßte die Verfasser seinerzeit, auf die weitere Verfolgung des Problems zu verzichten. Sie können daher auch im folgenden nur die ver-

1) E. S. Winlund, Drift-Analysis of the Crosby-Frequency-Modulated-Transmitter Circuit, Proceedings of I R E, 1941, S. 390 bis 398.

hältnismäßig primitive Anordnung beschreiben, die sie bei ihren ersten Versuchen benutzt haben.

Im Anschluß an diese Beschreibung soll aber unter Heranziehung amerikanischer Arbeiten die neuere Form der Regelschaltung dargestellt und das Problem ihrer günstigsten Bemessung etwas erschöpfender behandelt werden.

Die von den Verfassern angewendete Kunstschaltung

Bei dem Entwurf ihrer Versuchsanordnung gingen die Verfasser von dem Gedanken aus, daß man in der Nachbarschaft der auszusendenden Frequenz einen Quarzsender betreiben und die Differenz zwischen der mittleren Senderfrequenz und der Quarzfrequenz selbsttätig konstant halten müsse, genau so, wie man bei der selbsttätigen Scharfabstimmung eines Rundfunkempfängers die Zwischenfrequenz durch Beeinflussung der Überlagerungsfrequenz auf einem genau vorgeschriebenen Wert hält.

Dieser Gedanke lag besonders nahe, weil zur Frequenzmodulation des Senders eine „Blindröhre“ verwendet werden sollte, die eine mit der Gitterspannung veränderliche Induktivität darstellte und daher die Aufgabe der Einregelung einer mittleren Frequenz durch eine entsprechende Vorspannung unmittelbar mit übernehmen konnte.

Abb. 1 zeigt die benutzte Versuchsanordnung. Eine Röhre EF 12 erzeugt in 3-Punkt-Schaltung eine Frequenz f_1 von etwa 30 MHz. Durch einen Teil des Schwingungskreises fließt der Anodenstrom einer Pentode EF 12, der um 90° hinter der Wechsellspannung am Schwingungskreis hereilt, weil diese Wechsel-

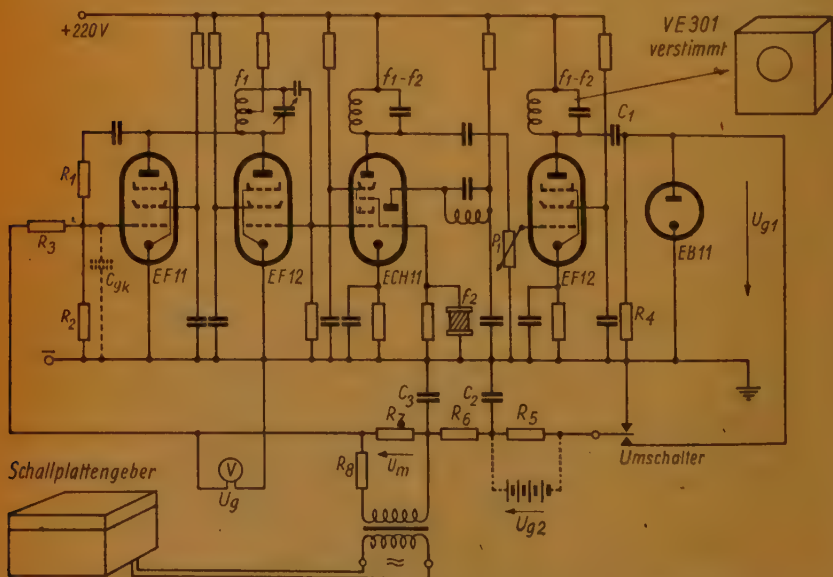


Abb. 1. Schaltbild der Versuchsanordnung. $f_1 = 30 - 0,3$ MHz; $f_2 = 30$ MHz; $R_1 = 20$ k Ω ; $R_2 = R_3 = 0,5$ M Ω ; $R_4 = 100$ k Ω ; $R_5 = R_6 = 30$ k Ω ; $R_7 = 100$ Ω ; $R_8 = 1$ k Ω ; $P_1 = 0 \dots 100$ k Ω ; $C_1 = 1000$ pF; $C_2 = C_3 = 0,1$ μ F (die Fangglitter der Pentoden sind nicht gezeichnet)

spannung durch einen Spannungsteiler, bestehend aus dem Widerstand R_1 und der Kapazität C_{gK} geteilt, und die am Kondensator auftretende Spannung dem Gitter der Röhre zugeführt wird. (R_1 ist groß gegen den kapazitiven Widerstand $1/\omega C_{gK}$ der Gitter-Katoden-Kapazität.)

Die Röhre EF 12 wirkt daher auf den Schwingungskreis f_1 wie eine Induktivität, die zu der Schwingkreis-Spule parallel geschaltet ist und die um so kleiner wird, je größer die Steilheit der Röhre ist. Man kann daher durch die Veränderung der Gitter-Vorspannung der EF 12 die Frequenz f_1 beeinflussen.

Die Frequenz f_1 wird nun in der Misch-Hexode ECH 11 mit der Frequenz f_2 eines Schwingquarzes gemischt, die Differenz-Frequenz $f_1 - f_2$ ausgefiltert und in der anschließenden Pentode EF 12 verstärkt. (Der Schwingquarz von Zeiß hatte die Grundschwingung 30 MHz.) Die verstärkte „Zwischenfrequenz“ $f_1 - f_2$ wird von einer Diode EB 11 gleichgerichtet, und die dabei auftretende Gleichspannung U_{g1} durch zwei Siebglieder $R_5 C_2$ und $R_6 C_3$ von der durch die Frequenzmodulation bedingten Welligkeit befreit und dem Gitter der „Blindröhre“ zugeführt.

Bei der richtigen mittleren Frequenz f_1 liefert diese Anordnung gerade diejenige Vorspannung für das Gitter der Blindröhre, die erforderlich ist, um die zur Aufrechterhaltung von f_1 notwendige, scheinbare Induktivität der Blindröhre zu erzeugen. Weicht dagegen f_1 nach oben oder unten von dem Sollwert ab, so entsteht eine veränderte Gleichspannung U_{g1} von solcher Polarität, daß der richtige Frequenzabstand $f_1 - f_2$ wieder hergestellt wird. Bestimmend für den Frequenzabstand ist dabei die Eigenfrequenz der beiden ZF-Schwingungskreise, die — wie wir noch sehen werden — auf ihrer unteren Flanke arbeiten.

Unabhängig von diesem Regelvorgang verläuft die eigentliche Frequenzmodulation des Senders durch einen Schallplattengeber, der eine zusätzliche Wechselfspannung am Gitter der Blindröhre erzeugt und dadurch die Frequenz f_1 periodisch hin- und herschiebt. Die dadurch erzeugten Schwankungen der Frequenz $f_1 - f_2$, die in diesem Fall nur einige tausend Hz betragen, wurden durch einen Volksempfänger hörbar gemacht, der so abgestimmt war, daß der mittlere Wert der Frequenz $f_1 - f_2$ von rund 0,3 MHz auf einer Flanke seiner Resonanzkurve lag.

Rechnerische Behandlung des Regelvorganges

Quantitativ ergibt sich, die Wirkung dieser Regelschaltung aus der Darstellung von Abb. 2. Diese enthält in ihrer unteren Hälfte die Kennlinie des „Diskriminators“, der aus dem ZF-Teil der Mischhexode, der ZF-Verstärker-Röhre und der anschließenden Gleichrichter-Anordnung besteht. Auf der Abszissenachse ist nach links die Frequenz $f_1 - f_2$ aufgetragen, die sich ergibt, wenn man die Frequenz f_1 — von f_2 ausgehend — allmählich steigert. Entsprechend der Resonanzkurve der beiden ZF-Schwingungskreise, die auf gleiche Frequenz abgestimmt sind, entsteht dabei eine Gleichspannung U_g am Ausgang der Gleichrichteranordnung, deren Verlauf durch die Kurve abc dargestellt ist, und deren absolute Größe unter Benutzung einer „Hilfsgeraden“ in leicht ersichtlicher Weise auf der rechten Hälfte der Abszissenachse ablesbar ist.

Über der Gleichspannung U_g ist dann als Kennlinie des „Modulators“, der aus der Blindröhre und der Oszillatorstufe besteht, die Frequenz $f_1' - f_2$ aufgetragen, wobei f_1' diejenige Frequenz ist, die bei einer bestimmten Einstellung des Oszillator-Schwingkreises zu der jeweiligen Vorspannung der Blindröhre gehört. f_1' nimmt mit wachsender negativer Vorspannung U_g ab, weil die wirk-

same Induktivität, die zur Schwingkreis-Spule parallel geschaltet zu denken ist, immer größer wird, so daß die Gesamt-Induktivität immer mehr anwächst. Von $U_g = -12$ bis -14 V an ist aber die Blindröhre völlig gesperrt, so daß eine weitere Erhöhung von U_g keine Veränderung der Frequenz f_1' mehr erzeugt²⁾. Durch die Zusammenschaltung von Diskriminator und Modulator in der Regelschaltung erzeugt jede willkürlich angenommene Frequenz f_1 eine zugehörige Frequenz f_1' und man kann daher die in Abb. 2 oben links dargestellte Regelkennlinie $(f_1' - f_2) = F(f_1 - f_2)$ konstruieren, die der Resonanzkurve der ZF-Kreise ähnlich ist. Aus dieser „Regelkennlinie“ läßt sich dann leicht die Frequenz f_1 ermitteln, die von der Schwingungsschaltung tatsächlich erzeugt wird. Wegen der Ringschaltung von Diskriminator und Modulator kann sich nämlich nur die Frequenz f_1 erregen, bei der die zugehörige Frequenz f_1' gerade gleich f_1 ist. Man braucht daher nur — von dem 0-Punkt des Koordinatensystems ausgehend — eine Gerade unter 45° gegen die Abszissenachse einzuzichnen und deren Schnittpunkt mit der Regelkennlinie aufzusuchen. Dieser liefert dann auf der Abszissenachse oder der Ordinatenachse die tatsächlich erzeugte Frequenz $f_1 - f_2$. Für die gezeichneten Verhältnisse erhält man: 286 kHz³⁾.

Will man nun wissen, wie die tatsächlich erzeugte Frequenz f_1 von irgendeiner Veränderung in der Schwinghaltung abhängt, so braucht man nur die zu dieser Abweichung gehörige Veränderung der Regelkennlinie zu ermitteln und den neuen Schnittpunkt mit der 45° -Linie zu suchen.

Vergrößert sich beispielsweise die Eigenfrequenz des Oszillator-Schwingungskreises f_{10} um den Betrag Δf_{10} , sei es durch eine entsprechende Verkleinerung der Schwingkreis-Kapazität oder durch eine ungewollte zeitliche Veränderung der Schwingungsschaltung, so rücken unter sonst gleichbleibenden Verhältnissen die Modulator-Kennlinie und die Regelkennlinie um den Betrag Δf_{10} nach oben, und man erhält dann die durch Abb. 3 dargestellte Verschiebung x des Arbeitspunktes.

Die Steigung der Regelkennlinie $\tan \alpha$ ist dabei, wie leicht abzuleiten ist, gleich dem Produkt $S_d S_m$, wobei S_d die Steilheit des Diskriminators (gemessen in Volt Gleichspannung je kHz Frequenzänderung) und S_m die Steilheit des Modulators (gemessen in kHz Frequenzänderung je Volt Steuerspannung) ist. Aus Abb. 2 entnimmt man leicht, daß in der Umgebung des Arbeitspunktes: $S_m = 15,6$ kHz/V und $S_d = 0,7$ V/kHz ist.

Nach Abb. 3 erhält man daher:

$$\Delta f_1 = \frac{\Delta f_{10}}{1 + S_d S_m} \approx \frac{\Delta f_{10}}{S_d S_m} = \frac{\Delta f_{10}}{11} \quad (1)$$

2) Die Kennlinien von Modulator und Diskriminator lassen sich experimentell aufnehmen, wenn man den Ring, den die Regelschaltung darstellt, an einer geeigneten Stelle auftrennt. Beispielsweise erhält man die Modulatorkennlinie, indem man den Umschalter U in Abb. 1 nach oben legt und eine veränderliche Zusatzspannung U_{g2} einführt. An dem Spannungsmesser U_g und an einem Wellenmesser, der an die ZF-Kreise angekoppelt ist, lassen sich dann zusammengehörige Werte von U_g und $f_1' - f_2$ ablesen.

3) Wie Abb. 2 zeigt, existieren außer dem „Arbeitspunkt“ noch 2 weitere Schnittpunkte der 45° -Linie mit der Regelkennlinie. Von diesen ist jedoch der mittlere nicht stabil, und der obere kann bei der Inbetriebnahme der Schaltung unwirksam gemacht werden, indem man durch Vergrößerung der Schwingkreis-Kapazität die Regelkennlinie zunächst so weit herunterrückt, bis kein oberer Schnittpunkt mit der 45° -Linie mehr besteht, und dann die Kapazität vorsichtig wieder bis auf ihren Normalwert verkleinert. Dabei wandert der Arbeitspunkt auf der rechten Flanke der Regelkennlinie von oben herunter in die in Abb. 2 angedeutete Lage.

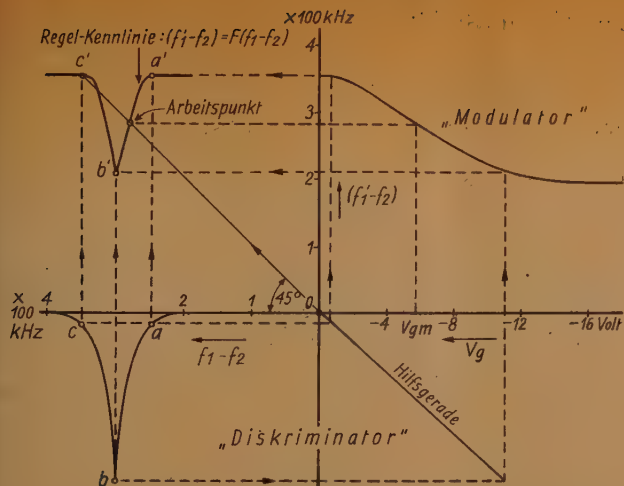


Abb. 2. Die Kennlinie von „Diskriminator“ und „Modulator“ und die „Regelkennlinien“ $(f_1 - f_2) = F(f_1 - f_2)$

Eigenfrequenz des Diskriminator-Schwingungskreises um den Betrag Δf_s ändern würde. Dabei würde sich offenbar die Regelkennlinie um den Betrag Δf_s nach rechts oder links verschieben. Es gilt daher nach Abb. 3:

$$\Delta f_1 = \frac{S_d S_m}{1 + S_d S_m} \cdot \Delta f_s \approx \Delta f_s \quad (2)$$

Änderungen der die Frequenz bestimmenden Schaltungsteile wirken sich also in vollem Umfang auf die Frequenz des Oszillators aus. Man muß aber bedenken, daß die Schwankungen der Quarzfrequenz und der Diskriminatorfrequenz verhältnismäßig klein sein werden: beim Quarz wegen dessen extremer natürlicher Frequenzkonstanz; beim Diskriminator, weil hier die Eigenfrequenz absolut sehr niedrig ist. Sie beträgt in unserem Beispiel ja nur 0,3 MHz gegen die 30 MHz des Oszillators. Infolgedessen sind auch die natürlichen Frequenzschwankungen um Größenordnungen kleiner.

Versuchsergebnisse

Die Frequenzkonstanz des Oszillators von Abb. 1 muß also bei eingeschalteter Regelung um mindestens eine Größenordnung besser sein als ohne sie. Dieses Rechnungsergebnis wurde durch den Versuch voll bestätigt. Abb. 4 z. B. zeigt die durch Erwärmungsvorgänge und Ähnliches bedingte zeitliche Ver-

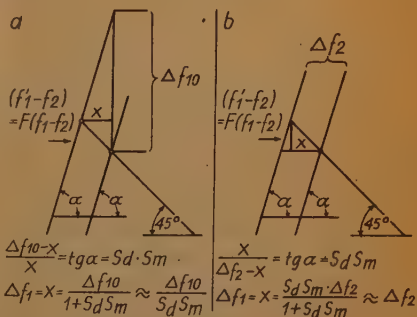


Abb. 3. Die Veränderung der Frequenz f_1 bei Veränderungen der Eigenfrequenz f_{10} (des Schwingkreises) und der Quarzfrequenz f_s

d. h.: eine Veränderung der Schwingungsschaltung, die unter normalen Verhältnissen eine bestimmte Frequenzänderung Δf_{10} erzeugen würde, ruft in der Regelschaltung nur $1/11$ dieser Änderung hervor. Man erkennt daraus die praktische Bedeutung der Schaltung.

Freilich gilt das nicht in jedem Falle. Abb. 3 zeigt z. B. die Veränderung x der Frequenz f_1 , die einträte, wenn sich die Quarzfrequenz oder die

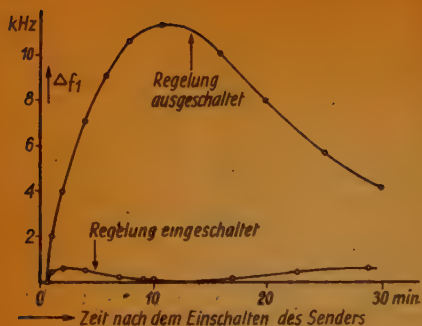


Abb. 4. Die Wirkung der Regelschaltung

Ein Nachteil der stabilisierten Senderstufe gegenüber der nicht stabilisierten ist, daß der zulässige Frequenzhub durch die Stabilisierung nach oben begrenzt wird. Wird nämlich nach Abb. 1 der Gleichspannung U_g am Gitter der Blindröhre noch eine tonfrequente Wechselspannung U_m überlagert, so schwankt die Frequenz $f_1 - f_2$ periodisch. Dadurch pulsiert die Amplitude der ZF, die auf den Gleichrichter EB 11 einwirkt und die Spannung U_{g1} hinter dem Gleichrichter entsprechend der Resonanzkurve der ZF-Kreise. Der Mittelwert der Spannungen U_{g1} bestimmt die Gleichspannung U_g hinter den Filtern R_4C_4 und R_5C_5 . Soll daher U_g und damit die Lage des Arbeitspunktes auf der Regelkennlinie erhalten bleiben, so müssen die Schwankungen von $f_1 - f_2$ innerhalb der Grenzen bleiben, innerhalb deren der wirksame Teil der Resonanzkurve des ZF-Teiles noch als geradlinig angesehen werden kann⁴⁾. Der Frequenzhub der tonfrequenten Modulation darf daher nur einen Bruchteil der Bandbreite der ZF-Filter ausmachen.

Bei der beschriebenen Versuchsanordnung wurde mit einem Frequenzhub von 1...2 kHz gearbeitet und eine gute Sprechverbindung erzielt. Im allgemeinen wird man aber im UKW-Bereich wesentlich größere Frequenzhübe anwenden, um eine größere Störfreiheit der Übertragungen zu erreichen⁵⁾. In diesem Fall muß man dem Diskriminator eine entsprechend größere Bandbreite geben oder dafür sorgen, daß man auf einem Wendepunkt der Regelkennlinie arbeitet, so daß deren Krümmung keine Veränderung des Mittelwertes von U_g erzeugt.

4) Überschreiten die Schwankungen von $f_1 - f_2$ diese Grenze, so ändert sich nicht nur die mittlere Frequenz f_1 , sondern es treten durch die Verlagerung des Arbeitspunktes auf der Regelkennlinie auch nichtlineare Verzerrungen der übertragenen Tonfrequenz auf.

5) In den Vereinigten Staaten ist ein Frequenzhub von 150 kHz als Normalwert festgesetzt worden. Dieser entspricht einem „Modulationsgrad von 100%“. Im allgemeinen scheinen allerdings kleinere Modulationsgrade angewendet zu werden.

änderung der Frequenz f_1 unmittelbar nach dem Einschalten des Senders: einmal mit eingeschalteter Regelung und einmal ohne diese. Man sieht deutlich, daß die Frequenzwanderungen durch die Regelung um etwa eine Größenordnung verkleinert werden. Dieser Gewinn ist erkaufte durch einen verhältnismäßig geringen Mehraufwand an Schaltungselementen: außer dem Oszillator und der Blindröhre, die auch bei fehlender Stabilisierung notwendig wäre, sind nur 3 Röhren mit 2 Schwingungskreisen und einem Quarz sowie einige Filterelemente erforderlich.

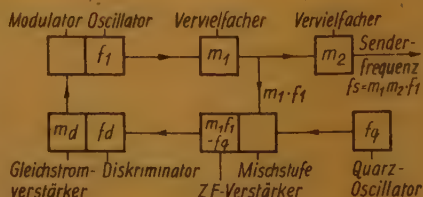


Abb. 5. Crosby-Frequenz-Modulated-Transmitter-Circuit (nach E. S. Winlund)

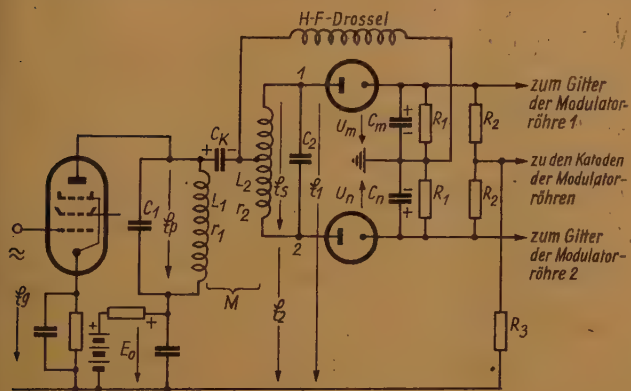
Der Crosby-Frequency-Modulated-Transmitter-Circuit

a) Schaltung

Wir wenden uns nun der von M. G. Crosby angegebenen Regelschaltung zu, und zwar derjenigen Form, die von E. S. Winlund zum Gegenstand einer eingehenden, rechnerischen Behandlung gemacht worden ist.

Abb. 5 zeigt die grundsätzliche Anordnung: ein Oszillator f_1 wird durch einen Blindröhren-Modulator in der Frequenz moduliert. Diese wird von der Stufe m_1 vervielfacht und mit der Quarzfrequenz f_q gemischt. Die „Zwischenfrequenz“

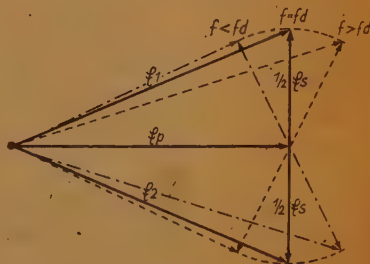
$(m_1 f_1 - f_q)$ wird einem Diskriminator zugeführt; die von diesem erzeugte Gleichspannung in m_4 verstärkt und dem Blindrohrmodulator zugeleitet. Die Frequenz $m_1 f_1$, die auf diese Weise



Links: Abb. 6. Diskriminator nach Foster und Seeley. Unten: Abb. 6a. Wirkungsweise der Schaltung nach Abb. 6

stabilisiert ist, wird schließlich noch in m_2 vervielfacht und dann ausgestrahlt.

Wie man sieht, arbeitet diese Schaltung genau wie die Anordnung von Abb. 1. Die beiden Schaltungen unterscheiden sich grundsätzlich nur durch die Vervielfachungsstufen m_1 und m_2 und den Gleichstromverstärker m_4 . Gerätemäßig weist jedoch die Schaltung von Abb. 6 eine Reihe wesentlicher Verbesserungen auf⁶⁾.



b) Der „Seeley-Diskriminator“

Wir betrachten zunächst den verbesserten Diskriminator, der durch Abb. 6 dargestellt wird. Man erkennt das Schema des bekannten „Seeley-Diskriminators“, der als Hilfsmittel bei der selbsttätigen Scharf-Abstimmung von Rundfunkempfängern und als Demodulator für frequenz-modulierte Trägerwellen vielfach angewendet wird. Ein Schwingungskreis $L_1 C_1$, der im Anodenkreis einer Pentode liegt, speist einen zweiten Schwingungskreis $L_2 C_2$ in doppelter Weise: einerseits über eine kapazitive Kopplung C_K zur Mitte der Spule L , durch die der gesamte zweite Schwingungskreis das Wechspotential E_p gegen Erde

6) Vgl. hierzu: A. K. Wing und I. E. Young, A Transmitter for Frequency-Modulated Broadcast Service, RCA-Review, vol. 5, 1941. Die dort beschriebenen Bestandteile der Regelschaltung haben offensichtlich den Berechnungen von Winlund zugrunde gelegen.

erhält, und zweitens über eine induktive Kopplung (Gegeninduktivität M), durch die zwischen den Klemmen 1 und 2 des zweiten Schwingkreises eine Spannung \mathcal{E}_2 erzeugt wird.

Die Klemmen 1 und 2 des zweiten Kreises führen daher die Wechselspannungen:

$$\mathcal{E}_1 = \mathcal{E}_p + \mathcal{E}_2 \cdot 1/2 \quad (3)$$

$$\mathcal{E}_2 = \mathcal{E}_p - \mathcal{E}_2 \cdot 1/2 \quad (4)$$

gegen Erde und sind mit den Anoden von zwei Gleichrichtern verbunden, deren Katoden über zwei Kondensatoren C_m und C_n an Erde liegen.

Die Wirkung des Diskriminators beruht darauf, daß bei der Nennfrequenz

$$f_d = \frac{1}{2\pi \sqrt{L_1 C_1}} = \frac{1}{2\pi \sqrt{L_2 C_2}}$$

die Spannung \mathcal{E}_2 der Spannung \mathcal{E}_p um 90° voreilt, und daß diese Voreilung bei höheren Frequenzen kleiner, bei tieferen Frequenzen größer wird. Dadurch sind nach Abb. 6a Spannungszeiger \mathcal{E}_1 und \mathcal{E}_2 bei der Nennfrequenz gleich lang, während der Zeiger \mathcal{E}_1 oberhalb f_d größer, unterhalb f_d kleiner als der Zeiger \mathcal{E}_2 ist. Die Differenz der Beträge: $|\mathcal{E}_1| - |\mathcal{E}_2| = E_1 - E_2$ ist, wie weiter unten gezeigt wird, proportional der Abweichung der Frequenz f von der Nennfrequenz f_d . Infolgedessen ist auch die Differenz der Gleichspannungen $U_m - U_n$, auf die die Kondensatoren C_m und C_n aufgeladen werden, proportional $f - f_d$ und kann daher benutzt werden, um die Oszillatorfrequenz f_1 auf dem Wert zu halten, der die „richtige“ Diskriminatorfrequenz f_d erzeugt.

Quantitativ ergibt sich folgendes. (vergl. Abb. 6): Wenn \mathfrak{I}_1 und \mathfrak{I}_2 die Ströme in den Spulen L_1 und L_2 sind, so gelten die „Transformatorgleichungen“:

$$\begin{aligned} \mathcal{E}_p &= \mathfrak{I}_1 (r_1 + j \omega L_1) - j \omega M \mathfrak{I}_2 \\ -\mathcal{E}_2 &= \mathfrak{I}_2 (r_2 + j \omega L_2) - j \omega M \mathfrak{I}_1 \end{aligned}$$

Aus diesen folgt mit: $\mathcal{E}_2 = \mathfrak{I}_2 \cdot \frac{1}{j \omega C_2}$

und
$$r_2 + j \omega L_2 + \frac{1}{j \omega C_2} \approx r_2 \left(1 + j Q \cdot 2 \cdot \frac{f - f_d}{f_d} \right) = r_2 (1 + jn)$$

$$\mathcal{E}_p = \mathfrak{I}_1 \left(r_1 + j \omega L_1 + \frac{(\omega M)^2}{r_2 (1 + jn)} \right)$$

Die Parallelschaltung der Kapazität C_1 zu der Spule L_1 ergibt daher für den Gesamtwiderstand des Primärkreises:

$$\begin{aligned} \mathfrak{R}_{a1} &= \frac{\left(r_1 + j \omega L_1 + \frac{(\omega M)^2}{r_2 (1 + jn)} \right) \left(\frac{1}{j \omega C_1} \right)}{r_1 + j \omega L_1 + \frac{(\omega M)^2}{r_2 (1 + jn)} + \frac{1}{j \omega C_1}} \approx \frac{\frac{L_1}{C_1}}{r_1 (1 + jn) + \frac{(\omega M)^2}{r_2 (1 + jn)}} \\ &= \omega_d L_1 Q \frac{1 + jn}{(1 + jn)^2 + k^2} \quad (5) \end{aligned}$$

wobei

$$k = \frac{\omega M}{\sqrt{r_1 r_2}} \text{ ist.}$$

$$\text{Daraus folgt: } \mathcal{E}_p = \mathfrak{I}_a \mathfrak{R}_{s1} \approx \mathcal{E}_g S \omega_d L_1 Q \frac{1 + jn}{(1 + jn)^2 + k^2} \quad (6)$$

$$\text{und } \mathcal{E}_s \approx \frac{\mathcal{E}_p j \omega M \cdot j \omega L_2}{j \omega L_1 \cdot r_2 (1 + jn)} \approx \mathcal{E}_g S \omega_d L_1 Q \frac{jk \sqrt{A}}{(1 + jn)^2 + k^2} \quad (7)$$

wobei $A = L_2/L_1 = r_2/r_1$ ist.

Damit erhält man (vergl. Proc. I. R. E. 1937, S. 295):

$$\mathcal{E}_1 = \omega_d L_1 Q S \frac{(1 + jn) + jk \sqrt{A}^{1/2}}{(1 + jn)^2 + k^2} \cdot \mathcal{E}_g \quad (8)$$

$$\mathcal{E}_2 = \omega_d L_1 Q S \frac{(1 + jn) - jk \sqrt{A}^{1/2}}{(1 + jn)^2 + k^2} \cdot \mathcal{E}_g \quad (9)$$

mit

$$\omega_d = 2 \pi f_d = \frac{1}{\sqrt{L_1 C_1}} = \frac{1}{\sqrt{L_2 C_2}}$$

$$Q = \frac{\omega_d L_1}{r_1} = \frac{\omega_d L_2}{r_2} = \text{Güte der Schwingungskreise}$$

S = Steilheit der speisenden Pentode

$$n = 2 Q \frac{(f - f_d)}{f_d} = \text{Güte} \cdot \text{Verstimmung}$$

$$k = \frac{\omega M}{\sqrt{r_1 r_2}} = \left. \begin{array}{l} \text{tatsächliche} \\ \text{kritische} \end{array} \right\} \text{Kopplung}$$

$$A = \frac{L_2}{L_1} = \frac{r_2}{r_1}$$

Wir setzen in diesen Ausdrücken willkürlich: $\sqrt{A}^{1/2} = 1$, d. h. $A = 4$. Dies entspricht einem Verhältnis 2 : 1 zwischen den Windungszahlen der Spulen L_2 und L_1 und weicht etwas von der üblichen Dimensionierung (1 : 1) ab. Dadurch ergeben sich aber keine grundsätzlichen Veränderungen in den Beziehungen zwischen \mathcal{E}_1 , \mathcal{E}_2 und \mathcal{E}_g . Für $\sqrt{A} \cdot 1/2 = 1$ vereinfachen sich die Ausdrücke (8) und (9) zu:

$$\mathcal{E}_1 = \omega_d L_1 Q S \frac{1}{1 + jn - jk} \cdot \mathcal{E}_g \quad (10)$$

$$\mathcal{E}_2 = \omega_d L_1 Q S \frac{1}{1 + jn + jk} \cdot \mathcal{E}_g \quad (11)$$

und man sieht unmittelbar — nach einer elementaren Regel der Ortskurventheorie —, daß sich die Spitzen der „Zeiger“ \mathcal{E}_1 und \mathcal{E}_2 auf einem Kreis bewegen, wenn n und damit die Zwischenfrequenz f geändert wird. Der Durchmesser dieses Kreises fällt mit der Richtung des „Zeigers“ \mathcal{E}_g zusammen. In Abb. 7 ist \mathcal{E}_g auf die Abszissenachse einer Gaußschen Zahlenebene gelegt und für die oben rechts näher bezeichneten Zahlenwerte von Q , k , und A der Kreis;

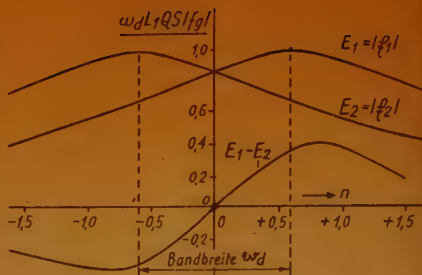
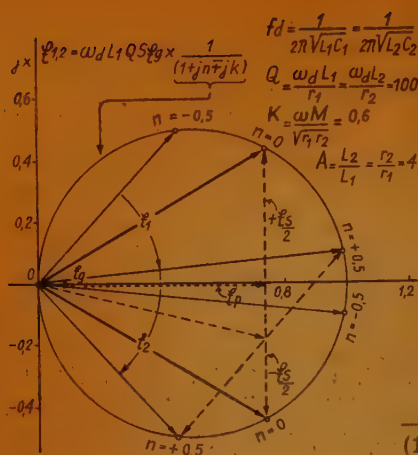


Abb. 8. Die Kennlinie des Diskriminators nach Abb. 7
Links: Abb. 7. Ortskurve der Spannungen \mathcal{E}_1 und \mathcal{E}_2 des Diskriminators für kleine Verstimmungen

$$n = Q \cdot 2 \frac{\Delta f}{f_d}$$

1 gezeichnet. Mit $n = -0,5$,
($1 + jn \pm jk$)
0 und $+0,5$ erhält man 3 Punkte auf dem

Kreis oberhalb der Abszissenachse für die Spitzen von 3 Zeigern \mathcal{E}_1 und 3 Punkte unterhalb der Abszissenachse für 3 Zeiger \mathcal{E}_2 .

Wachsen die Verstimmungen n über $\pm 0,5$ hinaus, so wandern die Spitzen der Zeiger \mathcal{E}_1 und \mathcal{E}_2 auf dem Kreis weiter und man erhält für die Beträge E_1 und E_2 die beiden in Abb. 8 dargestellten Resonanzkurven, die einander gleich, aber in der Frequenz etwas gegeneinander versetzt sind. Für die Differenz $E_1 - E_2$ ergibt sich der darunter dargestellte S-förmige Verlauf, der bei $n = 0$ auch durch 0 geht und zwischen den beiden „Buckeln“ als angenähert proportional zu n gelten kann.

Aus den Gleichungen 10 und 11 folgt unmittelbar, daß die Resonanzkurven für E_1 und E_2 ihr Maximum bei einer Verstimmung n erreichen, für welche gilt:

$$n = \pm k \quad (12)$$

Daraus erhält man für die „Bandbreite“ w_d des Diskriminators, die in Abb. 8 eingetragen ist, den analytischen Ausdruck:

$$w_d = f_d \cdot \frac{k}{Q} \quad (18)$$

Aus der Steigung der Kurve $(E_1 - E_2) = F(n)$ in Abb. 8 folgt für die „Steilheit“ des Diskriminators:

$$S_d = \frac{0,16 \cdot \omega_d \cdot L_1 Q S E_g}{(\Delta f)_{n=0,25}}$$

und wegen:

$$n = 0,25 = Q \cdot 2 \frac{\Delta f}{f_d}$$

$$S_d = 8 L_1 Q^3 S E_g \quad (14)$$

(Für die normale Bemessung des Diskriminators wird in der Literatur statt des Zahlenwertes 8 der Wert 12 angegeben.)

In dem Ausdruck (14) ersetzen wir die Größen $L_1 Q S E_g$ durch $\frac{E_0}{\sqrt{2}} \cdot \frac{1 + k^2}{w_d}$

Denn nach Gleichung (10) gilt für eine voll ausgesteuerte Pentode bei $n = 0$:

$$E_1 = \frac{\omega_d L_1 Q S E_g}{1 + k^2} = \frac{E_0}{\sqrt{2}}$$

Ferner setzen wir nach Gleichung (13): $\frac{Q}{\omega_d} = \frac{Q}{2\pi f_d} = \frac{k}{2\pi \cdot \omega_d}$

und erhalten daher

$$S_d = 8 \frac{k(1+k^2)}{2\pi \cdot \sqrt{2}} \cdot \frac{E_0}{\omega_d} = 0,74 \frac{E_0}{\omega_d} \quad (15)$$

Man erkennt daraus, daß die Steilheit des Diskriminators proportional der benutzten Anoden-Gleichspannung und umgekehrt proportional der Bandbreite des Diskriminators ist. (Für den Zahlenbeiwert gibt Winlund den Wert 0,56 an.) Aus den Gleichungen (13) und (15) erhält man beispielsweise für einen Diskriminator zur selbsttätigen Scharfabstimmung eines Rundfunkempfängers mit einer Zwischenfrequenz $f_d = 460 \text{ kHz}$ bei $Q = 30$ und $k = 0,6$:

$$\omega_d = \frac{460 \cdot 0,6}{30} \text{ kHz} = 9,2 \text{ kHz}$$

und mit $E_0 = 250 \text{ Volt}$:

$$S_d = 0,74 \cdot \frac{250 \text{ V}}{9,2 \text{ kHz}} = 20 \text{ V/kHz}$$

c) Der Gegentakt-Blindrohr-Modulator

Anstatt des primitiven Modulators, der in der Versuchsanordnung der Verfasser benutzt wurde, verwendet die von Winlund diskutierte Regelschaltung einen Gegentakt-Modulator, der den Vorzug hat, daß die erzeugte Frequenz von der Spannung des speisenden Netzes weitgehend unabhängig ist, und daß auch bei kräftiger Frequenzmodulation keine Veränderungen der Amplitude der Oszillatorschwingungen auftreten.

Abb. 9 zeigt das Schaltbild dieses Modulators. Man erkennt rechts oben den Oszillator mit dem Gitterkreis $L_1 C_1$ und der an diesem auftretenden Spannung \mathcal{E}_1 . Über eine Koppereinrichtung wird ein zweiter Schwingungskreis $L_2 C_2$ erregt, dessen Spule aus Symmetriegründen in zwei Hälften zerlegt und in der Mitte über zwei Kondensatoren geerdet ist. Die an dem zweiten Schwingungskreis auftretende Spannung \mathcal{E}_2 speist im Gegentakt die Gitter zweier Röhren, deren Anoden über eine gemeinsame Hochfrequenzdrossel gespeist werden.

Die Spannung \mathcal{E}_2 ist gegen die Spannung \mathcal{E}_1 um 90° in der Phase versetzt — ganz entsprechend wie die Spannung \mathcal{E}_s gegen die Spannung \mathcal{E}_p in der Diskriminatorschaltung. Die an den Gittern der Röhren 1 und 2 auftretenden Spannungen

— $\frac{1}{2}\mathcal{E}_2$ und $+\frac{1}{2}\mathcal{E}_2$ treiben gleichphasige Wechselströme durch den Koppelkon-

densator C_K , weil diese nicht über die Hochfrequenzdrossel fließen können. Infolgedessen wirkt die Röhre 1 wie eine zu dem Kreis $L_1 C_1$ parallel geschaltete Induktivität und die Röhre 2 wie eine parallel geschaltete Kapazität. Solange die Gittervorspannungen der beiden Röhren gleich groß sind, heben sich ihre Wirkungen auf den Schwingungskreis gegenseitig auf. Sobald aber der Diskriminator die Vorspannungen der beiden Gitter gegeneinander verschiebt, überwiegt

die Wirkung einer Röhre, und die Frequenz des Oszillators wird entsprechend verändert. Ein Modulationstransformator (links unten) überlagert den vom Diskriminator gelieferten Gittervorspannungen die tonfrequenten Modulationsspannungen, die die Frequenzmodulation des Senders bewirken.

Wegen dieser Gegentakt-Steuerung der beiden Röhren 1 und 2 bleiben alle im Gleichtakt auf

sie wirkenden Einflüsse ohne Wirkung auf die Frequenz des Oszillators. Dadurch werden nicht nur langsame Schwankungen und die Welligkeit der speisenden Gleichspannung unschädlich gemacht, sondern auch die unvermeidlichen Schwankungen der Heizströme für die Katoden der Modulatoren und Ähnliches.

Mit dem Kondensator C_2 kann die Phasendifferenz zwischen E_2 und E_1 genau auf 90° gebracht werden, so daß keinerlei Verlustströme durch den Kondensator C_k fließen, die die Dämpfung des Schwingkreises $L_1 C_1$ vergrößern und die Schwingungsamplitude verkleinern könnten, wie das bei dem Modulator nach Abb. 1 der Fall ist.

Die eigentümliche „Hochlegung“ der Katode der Oszillorröhre auf Hochfrequenzpotential gegen Erde soll die Stabilität der Frequenz bei Schwankungen der Netzspannung vergrößern. Gelegentlich wird auch noch der „Heizer“ der

Katode auf Hochfrequenzpotential gegen Erde gebracht.

Bei der Berechnung des Frequenzhubes, der mit einem solchen Modulator erzielt werden kann, gehen wir der Einfachheit halber von dem Schema der Abb. 10 aus. Es leuchtet unmittel-

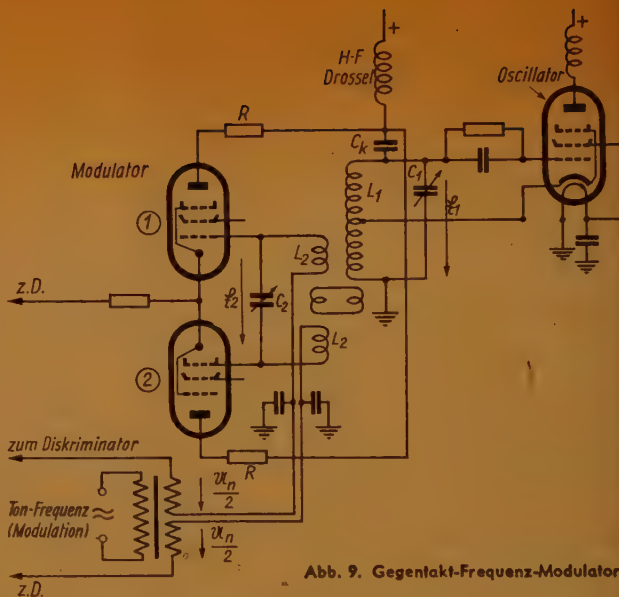


Abb. 9. Gegentakt-Frequenz-Modulator

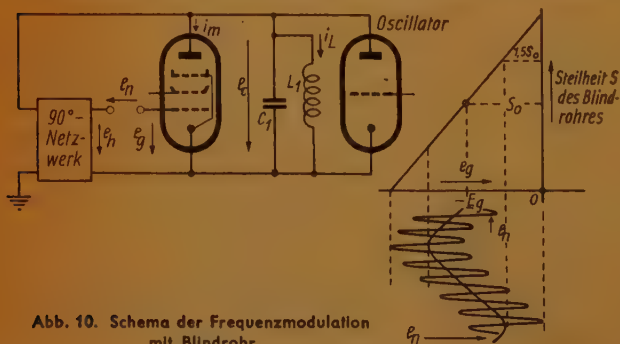


Abb. 10. Schema der Frequenzmodulation mit Blindrohr

bar ein, daß die beste Modulationswirkung erzielt wird, wenn die beiden Gitterwechselspannungen e_h und e_n gleich groß sind und Scheitelwerte haben, die halb so groß sind wie die Gittervorspannung $-E_g$ der Modulatorröhre. In diesem Fall wird nämlich die Modulatorröhre gerade voll angesteuert, ohne daß Übersteuerungen vorkommen (vgl. Abb. 10 rechts). Nimmt man weiter vereinfachend an, daß die Steilheit der Modulatorröhre, wie in Abb. 10 dargestellt, geradlinig mit der Gitterspannung zunimmt, so ergibt sich für einen Zeitpunkt, in dem die niederfrequente Modulationsspannung e_n verschwindet:

$$\left(\frac{I_m}{I_L}\right) = \frac{S \cdot E_h}{E_0 \cdot \omega C} \quad (\text{vgl. Abb. 10}),$$

und für den Zeitpunkt, in dem e_n seinen größten positiven Wert annimmt:

$$\left(\frac{I_m}{I_L}\right)' = 1,5 \cdot \left(\frac{I_m}{I_L}\right) = 1,5 \cdot \frac{S_0 E_h}{E_0 \omega C}$$

Infolgedessen gilt:

$$\left(\frac{I_m}{I_L}\right)' - \left(\frac{I_m}{I_L}\right) = \frac{\Delta I_m}{I_L} = 0,5 \frac{S_0 E_h}{E_0 \omega C} \quad (16)$$

Die Änderung ΔI_m des Blindstromes kann aufgefaßt werden als herrührend von einer Induktivitätsänderung ΔL , für welche gilt:

$$\frac{\Delta L}{L} = - \frac{\Delta I_m}{I_L}$$

Einer kleinen prozentualen Änderung $\frac{\Delta L}{L}$ entspricht aber eine halb so große prozentuale Änderung der Oszillatorfrequenz, so daß wir erhalten:

$$\left(\frac{\Delta f}{f_1}\right)_{\max} = 1/2 \frac{\Delta I_m}{I_L} = 1/4 \frac{S_0 E_h}{E_0 \omega C} \quad (17)$$

Der doppelte Frequenzhub wird als „Bandbreite“ w_m des Modulators bezeichnet und hat den Wert:

$$w_m = \frac{S_0 E_h}{4 \pi C \cdot E_0} = \frac{S_0 E_g}{8 \pi \sqrt{2} \cdot C E_0} \quad (18)$$

Für die Steilheit des Modulators erhält man schließlich:

$$S_m = \frac{w_m}{E_g} = \frac{S_0}{8 \pi \sqrt{2} \cdot C E_0} \quad (19)$$

Bei Gegentakt-Modulatoren sind Bandbreite und Steilheit doppelt so groß, wie nach den Formeln (18) und (19) errechnet.

Zahlenmäßig erhält man z. B. für die in Abb. 1 dargestellte Modulatorstufe mit: $S_0 = 2 \frac{\text{mA}}{\text{V}}$, $E_g = -6 \text{ Volt}$, $C = 100 \text{ pF}$, $E_0 = 30 \text{ Volt}$:

$$w_m = \frac{2 \cdot 6 \cdot 10^{12}}{1000 \cdot 8 \pi \cdot 1,41 \cdot 100 \cdot 30} \text{ Hz} = 108 \text{ kHz}$$

$$S_m = \frac{108 \text{ kHz}}{6 \text{ V}} = 18 \text{ kHz/V}$$

Diese Zahlenwerte stimmen gut mit dem experimentellen Befund überein, wie ein Vergleich mit Abb. 2 zeigt. w_m ist dabei definitionsgemäß der Frequenzbereich zwischen $e_g = -8 \text{ V}$ und $e_g = -9 \text{ V}$.

d) Die Berechnung der Frequenz-Drift der Crosby-Schaltung
Durch Änderungen der Betriebsbedingungen, wie Raumtemperatur, Netzspannung, Luftfeuchtigkeit, Erschütterungen des Sender-Fundamentes und dgl. treten kleine Veränderungen der Eigenfrequenz des Oszillators (Δf_{10}), des Diskriminators (Δf_d) und der Quarzstufe (Δf_q) auf, durch deren Zusammenwirken in der Regelschaltung eine bestimmte „Drift“ der Senderfrequenz Δf_s hervorgerufen wird.

Um Δf_s zu berechnen, machen wir folgende Ansätze:

$$1) \Delta f_{10} = k_1 \cdot f_1 \cdot S_m \cdot \Delta T_1 \quad (20)$$

Darin bedeuten: k_1 eine Konstante, S_m die Steilheit des Modulators, ΔT_1 die Temperaturschwankungen des Oszillator-Schwingungskreises. Die Einführung der Größe S_m in diese Gleichung beruht auf der Annahme, daß die Frequenzschwankungen des mit dem Modulator zusammengeschalteten Oszillators in erster Linie durch den Modulator bedingt sind, berücksichtigt aber auch die Tatsache, daß die Frequenzschwankungen einer Schwingstufe um so kleiner sind, je größer die Schwingkreis-Kapazität ist. Denn nach Gleichung (19) ist auch S_m umgekehrt proportional zu der Schwingkreis-Kapazität. Ein Faktor zur Berücksichtigung von Schwankungen der Netzspannung ist in der Gleichung (20) nicht enthalten, weil Gegentaktmodulatoren und Schwingerschaltungen nach Abb. 9 weitgehend unabhängig von der Betriebsspannung arbeiten. Für die Konstante k_1 gibt Winlund auf Grund von Messungen an einem Versuchsaufbau den Wert $16 \cdot 10^{-8} \left(\frac{\text{V}}{\text{Hz} \cdot ^\circ\text{C}} \right)$ an.

$$2) \Delta f_d = \frac{k_d}{k_0} f_d^2 \cdot \Delta T_d \quad (21)$$

Darin bedeuten k_d und k_0 Konstanten und ΔT_d die Temperaturschwankungen des Diskriminator-Schwingungskreises. Die Gleichung (21) beruht auf der Annahme, daß $\Delta f_d = \frac{k_d \cdot f_d \cdot \Delta T_d}{C_d}$ ist, und daß für die Kapazitäten C_d des

Diskriminators eine Abnahme mit der Frequenz angenommen werden kann gemäß dem Ansatz: $C_d = \frac{k_0}{f_d}$. Ein Faktor zur Berücksichtigung von Schwan-

kungen der Betriebsspannung ist nicht aufgenommen, weil die Diskriminatorfrequenz offensichtlich nicht von der Betriebsspannung abhängt. Für die Konstanten gibt Winlund an: $k_d = \frac{1,5}{10^8} \frac{\text{pF}}{^\circ\text{C}}$ und $k_0 = 10^8 \text{ pF} \cdot \text{Hz}$

$$3) \Delta f_q = k_q \cdot f_q \cdot \Delta T_q$$

$$\text{mit } k_q = \frac{1}{10^8} \left(\frac{1}{^\circ\text{C}} \right).$$

Für die Gesamtdrift Δf_s der geregelten Frequenz schreiben wir:

$$\Delta f_s = \Delta f'_1 + \Delta f'_d + \Delta f'_q \quad (22)$$

wobei $\Delta f'_1, \Delta f'_d, \Delta f'_q$ diejenigen Änderungen von f_s sind, die aus den Änderungen $\Delta f_{10}, \Delta f_d, \Delta f_q$ hervorgehen, wenn man die Wirkung der Regelschaltung berücksichtigt. Man erhält daher:

$$\Delta f'_1 = m_2 \cdot m_1 \cdot \Delta f_1 = m_2 \cdot m_1 \cdot \frac{\Delta f_{10}}{S_m m_1 S_d \cdot m_d} \quad (23)$$

wie sich aus Abb. 5 und Gleichung (1) unmittelbar ergibt, wenn man an die Stelle der Diskriminator-Steilheit selbst die durch die Vervielfachungsstufe m_1 und die Gleichstrom-Verstärkung m_2 vergrößerte Steilheit $m_1 S_d m_d$ setzt. In die Gleichung (23) führen wir die Ausdrücke (20) und (15) ein und schreiben

$$\text{für die Bandbreite des Diskriminators } rwd = \frac{w_s}{m_2} \quad (24)$$

wobei w_s das Doppelte des gewünschten Frequenzhubes von f_s ist. Dann erhalten wir:

$$\Delta f'_1 = \frac{f_s \cdot w_s \cdot k_1 \Delta T_1}{m_1 \cdot m_2 \cdot m_d \cdot 0,74 \cdot E_0} \quad (25)$$

Aus der unmittelbar einleuchtenden Beziehung: $\Delta (m_1 f_1) \approx \Delta f_d$ folgt ferner:

$$\Delta f_d' = m_2 \cdot \Delta f_d = m_2 \cdot \frac{k_d}{k_0} \cdot f_d^2 \Delta T_d \quad (26)$$

und aus $\Delta (m_1 f_1) \approx \Delta f_q$ entsprechend:

$$\Delta f_q' = m_2 \Delta f_q = m_2 k_q \cdot \Delta T_q f_q \quad (27)$$

Führt man die Beziehung:

$$f_q + f_d = m_1 f_1 \quad (28)$$

in Gleichung (27) ein, so geht diese über in:

$$\Delta f_q' = (f_s - m_2 f_d) \cdot k_q \cdot \Delta T_q \quad (29)$$

und damit erhalten wir:

$$\Delta f_s = \frac{f_s \cdot w_s \cdot k_1 \Delta T_1}{0,74 \cdot E_0 \cdot m_1 m_2 m_d} + m_2 \left(\frac{k_d \Delta T_d}{k_0} f_d^2 - k_q \Delta T_q f_d \right) + f_s k_q \Delta T_q \quad (30)$$

Aus diesem Ausdruck zieht Winlund den Schluß, es sei zweckmäßig, die Diskriminatorfrequenz nach der Regel:

$$(f_d)_{\text{opt}} = \frac{k_0 \cdot k_q \cdot \Delta T_q}{2 \cdot k_d \cdot \Delta T_d} \quad (31)$$

zu bemessen, weil dadurch der Klammerausdruck den Minimalwert:

$$-\frac{m_2 \cdot k_0 (k_q \Delta T_q)^2}{4 k_d \Delta T_d}$$

annahme. Dazu gehöre dann ein günstigster Wert m_2 von: $(m_2)_{\text{opt}} = \frac{f_s}{(f_d)_{\text{opt}}}$

weil m_2 so groß wie möglich gemacht werden müsse, aber nicht über den Wert vergrößert werden dürfe, bei dem sich die Beziehung $f_q + f_d = \frac{f_s}{m_2}$ noch verwirklichen lasse.

Die Verfasser dieses Aufsatzes glauben aber, daß die Formeln (31) und (32) keine praktische Bedeutung haben, weil sie auf viel zu kleine Werte für f_d und zu große Werte für m_2 führen. So erhält man z. B. für die von Winlund selbst angegebenen Betriebskonstanten k_1, k_d usw. ein $(f_d)_{\text{opt}} = 0,33 \text{ MHz}$ und $m_2 \leq 150$.⁷⁾ Wir formen daher den Ausdruck (30) noch etwas um, indem wir nach Gleichung

(13) und (24) für $m_2 f_d$ den Ausdruck $\frac{Q w_s}{k}$ einsetzen und erhalten:

$$\Delta f_s = \frac{f_s \cdot w_s \cdot k_1 \Delta T_1}{0,74 \cdot E_0 \cdot m_1 \cdot m_s \cdot m_d} + \left(\frac{w_s \cdot Q}{k} \right)^2 \cdot \frac{k_d \cdot \Delta T_d}{k_0 \cdot m_2} + k_q \Delta T_q \left(f_s - \frac{w_s Q}{k} \right) \quad (32)$$

Mit den von Winlund angegebenen Konstanten und für den Fall, daß alle Schwingungskreise in einem Thermostaten untergebracht sind, der die Temperatur im Innern auf $\pm 0,5^\circ$ konstant hält, ergibt sich schließlich:

$$\Delta f_s = \left[\frac{570}{m_1 \cdot m_2 \cdot m_d} + \frac{470}{m_2} + 13 \right] \text{ Hz} \quad (33)$$

Vergleicht man diesen Ausdruck mit der für UKW-Sender vorgeschriebenen Frequenzkonstanz von $\pm 2000 \text{ Hz}$, so erkennt man, daß man die Nenner der beiden ersten Summanden gar nicht sehr groß zu machen braucht, um Δf_s in den zulässigen Grenzen zu halten. Rechnungsmäßig genügt bereits der Ansatz: $m_1 = m_2 = m_d = 1$, so daß also überhaupt keine Vervielfachung und keine Gleichstrom-Verstärkung notwendig wäre. Selbst wenn man aber befürchtet, daß die von Winlund angegebenen Kreiskonstanten zu günstig angenommen sind, so genügt es doch auf jeden Fall, wenn man eine Vervielfachung m_2 von 3 oder 4 allein anwendet. Eine zusätzliche Vervielfachung m_1 und eine Gleichstrom-Verstärkung m_d ist dann nicht mehr notwendig.

e) Praktisch ausgeführte Schaltungen

Die Schlußfolgerungen des vorausgegangenen Abschnittes werden auch durch praktisch ausgeführte Senderkonstruktionen bestätigt. In der RCA-Review vom Oktober 1940 sind Übertragungsversuche der N B C mit einem frequenzmodulierten UKW-Sender beschrieben, der zur Frequenzregelung einen Crosby-Kreis enthält. Dieser arbeitete mit einer Diskriminatorfrequenz von 1,5 MHz und einer Vervielfachung $m_2 = 4$, jedoch ohne Vervielfachung m_1 und ohne Gleichstrom-Verstärkung m_d . Ebenso findet sich in der RCA-Review vom Januar 1941 die Beschreibung eines frequenzmodulierten UKW-Senders mit Crosby-Regelung, der eine Diskriminatorfrequenz von 1 MHz und eine Vervielfachung $m_2 = 3$ benutzte. Für den letzteren wird angegeben, daß die Frequenzschwankungen innerhalb der Grenzen $\pm \frac{2,5}{10^5}$ d. h. innerhalb $\pm 1000 \text{ Hz}$ blieben.

7) Winlund erhielt nur auf Grund eines Rechenfehlers $(f_d)_{\text{opt}} = 3,3 \text{ MHz}$ und $m_2 \leq 15$

Andere Einrichtungen für die Konstanthaltung der mittleren Frequenz

Neben den hier behandelten sind noch eine Reihe anderer Kunst-Schaltungen entwickelt worden, um die mittlere Frequenz von frequenz-modulierten Sendern konstant zu halten.

In seiner grundlegenden Arbeit über die Frequenzmodulation aus dem Jahre 1936 in den Proc. IRE benutzte E. H. Armstrong eine Quarzschwingung von etwa 100 kHz unmittelbar zur Festlegung der mittleren Frequenz. Die Modulation dieser Schwingung wird dadurch erreicht, daß zwei Seitenbänder der Quarzschwingung in einem besonderen, die Trägerwelle unterdrückenden Röhrenmodulator erzeugt und — nach einer Phasendrehung von 90° — zu der Quarzschwingung hinzugefügt werden. Die Summe wird dann in einer großen Zahl von Vervielfachungsstufen in der Frequenz heraufgesetzt, bis die gewünschte mittlere Frequenz von etwa 50 MHz erreicht ist. Die große Vervielfachungsziffer (500) ist erforderlich, weil die Seitenbänder, die der Quarzschwingung zugesetzt werden, klein gegen die Trägerschwingung gehalten werden müssen, und infolgedessen der Frequenzhub bei hohen Modulationsfrequenzen zunächst sehr klein ist. Der Frequenzhub muß daher erst durch eine kräftige Vervielfachung auf den erforderlichen Wert gebracht werden.

Die Frequenzkonstanz des Senders ist hier natürlich ebenso gut wie bei amplitudenmodulierten Sendern mit Quarzsteuerung. Die Schaltung erfordert aber einen großen Aufwand an Vervielfachungsstufen und liefert eine nicht ganz einwandfreie Modulation, weil gleichzeitig mit der Frequenz-Modulation stets auch eine Amplitudenmodulation auftritt. Diese Schwierigkeiten lassen sich aber durch Kunstgriffe überwinden, und die Armstrong-Schaltung spielt heute in den Vereinigten Staaten eine große Rolle.

Eine andere Schaltung, bei der auch eine Quarzfrequenz unmittelbar die mittlere Senderfrequenz bestimmt, ist von W. H. Doherty im Jahre 1940 in der Bell Laboratory Records S. 21. beschrieben worden. Hier erfolgt die Frequenzmodulation mit Hilfe einer Blindröhre bei einer Frequenz von etwa 5 MHz. Die mittlere Frequenz wird durch einen Drehkondensator aufrechterhalten, der parallel zum Schwingungskreis liegt und der von einem Synchronmotor angetrieben wird. Zur Speisung dieses Motors dient die Differenzfrequenz zwischen einer Quarzschwingung von etwa 5000 Hz und der durch „Frequenzteilung“ auf 5000 Hz herabgesetzten 5-MHz-Schwingung. Der Synchronmotor dreht den Drehkondensator so lange, bis die geteilte 5-MHz-Schwingung genau gleich der Quarzschwingung ist. Die durch die Frequenzmodulation der 5-MHz-Schwingung bedingten periodischen Abweichungen der geteilten Frequenz von der Quarzschwingung betragen nur einige Hz und haben eine so hohe Frequenz, daß der Synchronmotor „im Tritt“ bleibt und „Synchronismus“ zwischen der 5-MHz-Schwingung und der Quarzschwingung besteht. Die erstere wird dann durch Vervielfachungsstufen auf den gewünschten Wert gebracht.

Diese Modulationsschaltung erfordert einen verhältnismäßig großen Aufwand für die Frequenzteilung und -vervielfachung, hat aber vor der Crosby-Schaltung den Vorteil, daß die Senderfrequenz ausschließlich von dem Steuerquarz abhängt. Dadurch erübrigt sich die Verwendung von besonderen Thermostaten.

Da auch in Deutschland bei dem Gleichwellen-Rundfunk gute Erfahrungen mit der mechanischen Nachstimmung von Schwingungskreisen durch Drehkondensatoren gemacht worden sind, so ist schließlich auch eine Regelschaltung denkbar, bei der ein Crosby-Kreis und ein Diskriminator die Gleichspannung für die Steuerung eines Regelmotors liefern.

Die Raumladungssteuerung im Laufzeitgebiet bei hohen Aussteuerungsgraden

(2. Fortsetzung und Schluß)

G. Der Geschwindigkeitsverlauf der Elektronen

Wenn man die Anode durch ein Gitter ersetzt und die Elektronen hindurchtreten läßt, so interessiert außer dem Elektronenleitungsstrom auch die Geschwindigkeit der hindurchtretenden Elektronen, da diese für die weitere Bewegung im anschließenden Entladungsraum wesentlich ist. Die Größe der Geschwindigkeit $v = \partial y / \partial t$ ist bereits durch die Gleichung (11) festgelegt; geht man auf die reduzierten Größen nach Gleichung (13) bis (15) über, so ergibt sich:

$$v = \frac{e \hat{I}}{6 m \epsilon_0 F \omega^2} \frac{\partial \alpha^3}{\partial \alpha} = \frac{e \hat{I}}{6 m \epsilon_0 F \omega^2} \frac{\partial \hat{\alpha}^3}{\partial (\alpha + \beta)} = \quad (55)$$

$$= \frac{e \hat{I}}{6 m \epsilon_0 F \omega^2} \left[3 k \alpha^2 + 6 \{ \sin \beta (1 - \cos \alpha) + \cos \beta (\alpha - \sin \alpha) \} \right]$$

Grundsätzlich kann man den Geschwindigkeitsverlauf unmittelbar aus dem Bewegungsschaubild entnehmen, indem man zwischen zwei Kurven mit benachbarten Parameterwerten $\hat{\alpha}^3$ die Differenz $\Delta \hat{\alpha}^3$ bildet, den zu dieser Differenz gehörenden Zeitwinkelunterschied $\Delta (\alpha + \beta)$ abliest ($\beta = \text{konst.}$) und $\Delta \hat{\alpha}^3$ zu ihm ins Verhältnis setzt. In den meisten Fällen ist jedoch dies Verfahren zu ungenau, insbesondere an den Stellen, an denen die Elektronen umkehren, d. h. die Geschwindigkeit Null wird.

Bei der rechnerischen Ermittlung der Geschwindigkeitsverteilung ist es zweckmäßig, die Geschwindigkeit v zu derjenigen Geschwindigkeit \bar{v} ins Verhältnis zu setzen, die vorhanden wäre, wenn man einen reinen Gleichstrom von der Größe $\bar{I} = k \hat{I}$ über die Diode schickte. Diese Geschwindigkeit ermittelt man aus der Gleichung (11) durch den Grenzübergang: $k \rightarrow \infty$, $\hat{I} \rightarrow 0$, $k \hat{I} \rightarrow \bar{I}$ und erhält:

$$\bar{v} = \frac{e \bar{I}}{m \epsilon_0 F \omega^2} \cdot \frac{\hat{\alpha}_d^3}{2}$$

Aus der Gleichung (55) folgt dann unter Mitbenutzung der Gleichung (15c):

$$\frac{v}{\bar{v}} = \frac{k \alpha^2 + 2 [\sin \beta (1 - \cos \alpha) + \cos \beta (\alpha - \sin \alpha)]}{\sqrt[3]{k \hat{\alpha}^3}} \quad (56)$$

Will man nun in einem durch $\hat{\alpha}^3$ gekennzeichneten Anodenabstand die Geschwindigkeitsverteilung ermitteln, so entnimmt man für $\hat{\alpha}^3 = \text{konst.}$ dem Bewegungsschaubild zusammenhängende Wertpaare β und $\alpha + \beta$ und errechnet mit Gleichung (56) das Verhältnis v/\bar{v} , das man dann über $\alpha + \beta$ aufträgt.

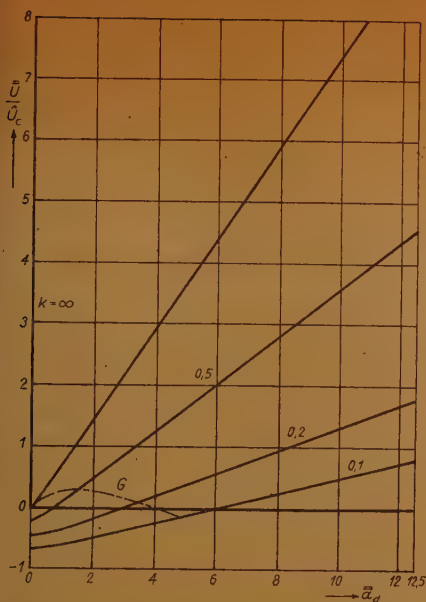
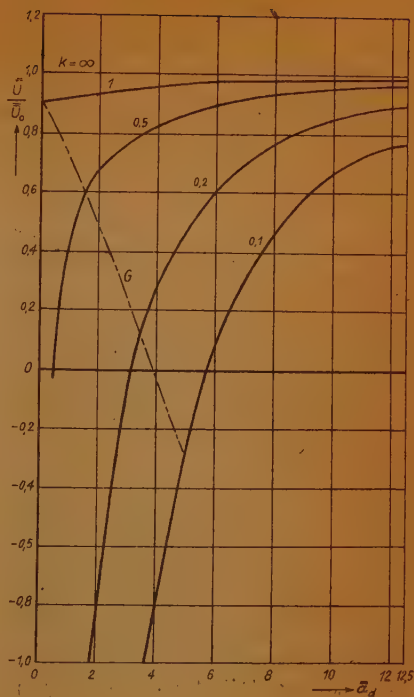


Abb. 18. Verlauf des Gleichspannungsabfalls im Vergleich zu \bar{U}_c

Rechts Abb. 19. Verlauf des Gleichspannungsabfalls im Vergleich zu \bar{U}_0



Als Beispiel sind in Abb. 20 solche Geschwindigkeitskurven dargestellt, und zwar für das Stromverhältnis $k = 0,5$ bei verschiedenen Anodenabständen \hat{x}^a . Liegt die Anode dicht an der Katode (Fall der exakten Lösung), so ist der Elektronenleitungsstrom impulsförmig und die Geschwindigkeit der Elektronen geht am Ende jeden Impulses auf Null zurück, weil die später folgenden Elektronen vor der Anode umkehren. Bei weiterer Entfernung der Anode von der Katode (4 untere Diagramme in Abb. 20) verschwindet die Impulsbildung; zu gewissen Zeiten finden sich dann an der Anode Elektronen von verschiedenen Geschwindigkeiten ein, die Kurvenäste v/v der Geschwindigkeitsverteilung überlappen sich deshalb. Je größer der Abstand von der Katode wird, um so geringer werden die relativen Geschwindigkeitsunterschiede, jedoch nicht die absoluten, da ja zusammen mit \hat{x}^a auch \bar{v} steigt.

H. Abschätzung der durch die Näherungslösung entstandenen Fehler

Es ist schon mehrfach darauf hingewiesen worden, daß die Bewegungsgleichung (19) für die Elektronen in gewissen Bereichen eine Näherung darstellt, weil gelegentlich an der gleichen Stelle des Raumes zur gleichen Zeit Elektronen verschiedener Geschwindigkeit zusammenkommen; die Folgen der Näherungsannahme zeigten sich schon bei der Ermittlung der elektrischen Feldstärke in Abb. 16; es ergaben sich für die gleiche Stelle des Raumes und für die gleiche Zeit zwei etwas verschiedene Werte für die elektrische Feldstärke. Es soll die Aufgabe dieses Abschnittes sein, die Gesichtspunkte zusammenzustellen,

nach denen die ermittelte Elektronenbewegung berichtigt werden muß, und daraus die Fehler abzuschätzen.

Um den Verlauf der Elektronenbahnen gemäß Gleichung (19) zu berichtigen, geht man zweckmäßig den Weg der schrittweisen Näherung; wenn Elektronen einander entgegenlaufen oder sich gegenseitig überholen, so nimmt man den Bahnverlauf der einen Sorte von Elektronen als richtig an und berichtigt unter Berücksichtigung der Raumladung den Bahnverlauf der anderen Elektronen; dann nimmt man den verbesserten Bahnverlauf dieser zweiten Elektronengruppe als richtig an und berichtigt den Verlauf der ersten; das Verfahren läßt sich gegebenenfalls wiederholen.

Als erster Schritt wurde der Bahnverlauf der zwischen β_k und β_1 gestarteten Elektronen (vgl. Abb. 4a), die sämtlich zur Katode zurücklaufen, als richtig angenommen; der Beginn der nächsten Startphase $\beta_0 + 2\pi$ werde für $k < 1$ nunmehr berichtigt, da der bisher ermittelte Wert nicht genau ist. Die Sperrphase ist dann beendet, wenn die an der Katodenoberfläche vorhandene negative elektrische Feldstärke wieder den Wert Null erreicht. Da nach Gleichung (50) die elektrische Feldstärke e_y mit der Elektronenbewegung verknüpft ist, ist das Ende der Sperrphase erchenbar. Ein beim Startwinkel β_1 gestartetes Elektron soll nach dem Laufwinkel α_1 die Katode gerade in dem Augenblick wieder erreichen, in dem die Feldstärke Null wird, d. h. die Sperrphase beendet ist. Dann folgt nach Gleichung (50) für verschwindende Feldstärke e_y :

$$k(\alpha_1 + \beta_1) - \cos(\alpha_1 + \beta_1) = k\beta_1 - \sqrt{\cos \beta_1}$$

und nach Gleichung (19) für verschwindenden Ortswinkel $\hat{\alpha}_1$:

$$k\hat{\alpha}_1^3 + 6 \left[\sin \beta_1 (\alpha_1 - \sin \alpha_1) + \cos \beta_1 \left(\frac{\alpha_1^3}{2} + \cos \alpha_1 - 1 \right) \right] = 0$$

Diese Gleichungen stimmen mit (26) bis (28) überein, nur ist die Fragestellung hier etwas anders. Durch elementare Umformung kommen die beiden Gleichungen auf die Form:

$$\left. \begin{aligned} k\alpha_1 + \cos \beta_1 (1 - \cos \alpha_1) + \sin \alpha_1 \sin \beta_1 &= 0 \\ k\alpha_1^3 + 6 \left[k + \sin \beta_1 + \frac{\alpha_1}{2} \cos \beta_1 \right] &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (57)$$

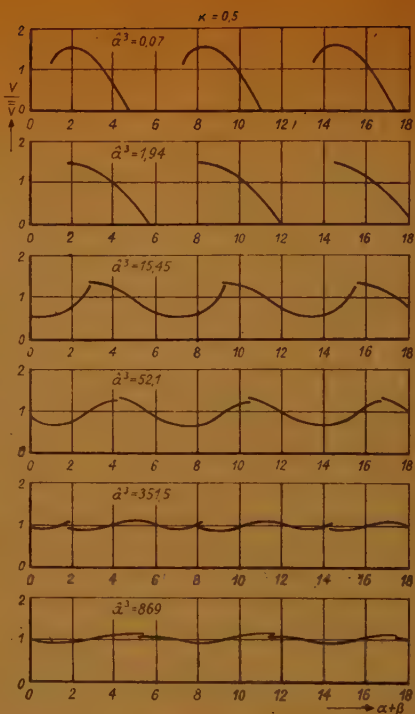


Abb. 20. Zeitlicher Verlauf der Elektronengeschwindigkeit in verschiedenen Abständen von der Katode

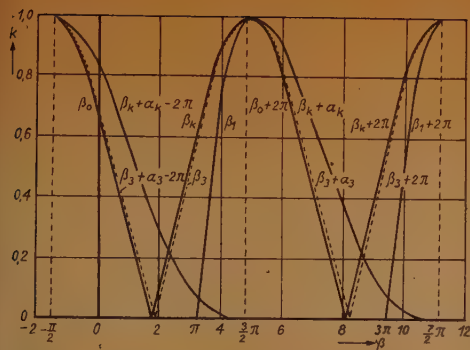


Abb. 21. Korrigierte Werte β_0 und $\beta_0 + 2\pi$ für den Beginn der Emissionsphase in Abhängigkeit vom Stromverhältnis k bei weit entfernter Anode

Aus diesen Gleichungen sind für gegebenes k die Werte α_s und β_s zu lösen, am besten durch willkürliche Annahme von α_s und Auflösung nach k und β_s . Das Ergebnis ist in Abb. 21 dargestellt; es ist k als Ordinate und β_s bzw. $\beta_s + \alpha_s$ als Abszisse dargestellt. Beim Winkel $\beta_s + \alpha_s$ muß die neue Emissionsphase beginnen; entsprechend muß beim Winkel $\beta_s + \alpha_s - 2\pi$ die vorangegangene Emissionsphase begonnen haben. Dieser neu berechnete Beginn der Emissionsphase liegt anders als der oben ermittelte Wert β_0 bzw. $\beta_0 + 2\pi$; zum Vergleich sind diese Werte nach

Abb. 5 in das Diagramm der Abb. 21 mit eingetragen; man erkennt, daß die wirkliche Emissionsphase ein wenig später beginnt, als die bisherigen Rechnungen ergaben.

Auch während der Emissionsphase kommen noch Elektronen, die der vorangegangenen Emissionsphase entstammen, zur Katode zurück. Da der für die zurücklaufenden Elektronen nach Gleichung (19) ermittelte Bahnverlauf vorläufig als richtig gelten soll, so kommt in der Emissionsphase zwischen den Winkeln $\beta_s + \alpha_s - 2\pi$ und $\beta_k + \alpha_k - 2\pi$ bzw. zwischen $\beta_s + \alpha_s$ und $\beta_k + \alpha_k$ (vgl. Abb. 21) ein Elektronenleitungsstrom auf die Katode zurück (für $k < 0,08$ ist sogar noch ein Leitungsstrom in der nächstfolgenden Sperrphase vorhanden). Nur wenn durch die Nähe der Anode alle vor β_s gestarteten Elektronen abgefangen sind, ist ein solcher Leitungsstrom nicht vorhanden (vgl. oben, Fall der exakten Lösung). Voraussetzungsgemäß muß der Gesamtstrom $i_{ges} = \hat{I}(k + \sin \beta)$ nach Gleichung (3) an der Katodenoberfläche vorhanden sein; da ein Verschiebungsstrom ausgeschlossen ist und die zurückkommenden Elektronen einen negativen Leitungsstrom darstellen, muß der die Katode verlassende Elektronenstrom um den Betrag des rückflutenden Leitungsstromes größer sein als der Gesamtstrom; auch diese Tatsache ist bei der obigen Ableitung nicht berücksichtigt worden. Gegenüber der obigen Näherung beginnt also die wirkliche Emissionsphase etwas später und der emittierte Leitungsstrom ist dann etwas größer, und zwar gerade so viel, daß die zur Anode übergehende Ladung die gleiche bleibt. Dies läßt sich leicht zeigen; die am Beginn der Startphase zwischen $\beta_0 + 2\pi$ und $\beta_s + \alpha_s$ (vgl.

Abb. 21) wegfallende Ladung ist $\int_{\beta_0 + 2\pi}^{\beta_s + \alpha_s} i_{ges} d\beta/\omega$; die dann zusätzlich emittierte

Ladung ist gleich der rückflutenden Ladung $\int_{\beta_k}^{\beta_s} i_{ges} d\beta/\omega$; setzt man die Ladungs-

beträge gleich

$$\int_{\beta_0 + 2\pi}^{\beta_s + \alpha_s} i_{ges} d\beta = \int_{\beta_k}^{\beta_s} i_{ges} d\beta,$$

so erhält man nach einigen Umformungen:

$$\int_{\beta_k}^{\beta_0} = \int_{\beta_0 + 2\pi}^{\beta_0 + \alpha_2} = \int_{\beta_0}^{\beta_0 + \alpha_2 + 2\pi} = \int_{\beta_0}^{\beta_k} - \int_{\beta_0 + \alpha_2 - 2\pi}^{\beta_k} \quad \text{oder} \quad \int_{\beta_0}^{\beta_k} = \int_{\beta_0 + \alpha_2 - 2\pi}^{\beta_0}$$

und mit der Beziehung $\hat{I} \int_{\beta_0}^{\beta_k} (k + \sin \beta) d\beta = 2\pi k \hat{I}$ folgt:

$$2\pi k = k (2\pi - \alpha_2) - \cos \beta_2 + \cos (\beta_2 + \alpha_2);$$

$$k\alpha_2 + \cos \beta_2 (1 - \cos \alpha_2) + \sin \beta_2 \sin \alpha_2 = 0,$$

was in Übereinstimmung mit Gleichung (57) ist.

Schließlich ändern die in der Emissionsphase zur Katode zurückkommenden Elektronen auch die Bahnform der neugestarteten Elektronen, und zwar erfahren diese eine zusätzliche Beschleunigung, wenn ihnen Elektronen entgegenlaufen, weil sich dadurch die zwischen ihnen und der Katode befindliche negative Ladung erhöht. Faßt man beispielsweise das bei $\beta_2 + \alpha_2$ gestartete Elektron ins Auge (vgl. Abb. 21 und Abb. 4a, wo man sich dies Elektron kurz hinter $\beta_0 + 2\pi$ gestartet denken muß), so laufen ihm vom Startaugenblick an Elektronen entgegen. Sobald das bei β_k gestartete kritische Elektron ihm begegnet ist, beträgt die zwischen ihm und der Katode befindliche, durch

die rückkehrenden Elektronen verursachte zusätzliche Ladung $\int_{\beta_k}^{\beta_0} i_{\text{ges}} dt$;

diese Ladung ist auch gleich $\int_{\beta_0 + 2\pi}^{\beta_0 + \alpha_2} i_{\text{ges}} dt$, wie oben bewiesen wurde. Die bis-

herige Näherungslösung betrachtete die zusätzliche Ladung der rückkehrenden Elektronen nicht und die Emissionsphase begann etwas früher, nämlich bei $\beta_0 + 2\pi$; es zeigt sich nun, daß die unter dem bei $\beta_0 + 2\pi$ gestarteten Elektron befindliche Ladung gerade genau so groß ist wie die Ladung, die sich im Augenblick unter der bei $\beta_2 + \alpha_2$ gestarteten exakten Elektronenbahn befindet; die Beschleunigungskräfte, die auf das Elektron wirken, sind dann die gleichen, und auch die Bahnen selbst unterscheiden sich sehr wenig, weil die in Katodennähe befindlichen Elektronen noch keine großen Geschwindigkeiten gewonnen haben. Dem bei $\beta_2 + \alpha_2$ gestarteten Elektron laufen auch noch nach der Begegnung mit dem bei β_k gestarteten Elektron einige Elektronen der vorangegangenen Emissionsphase entgegen, so daß es sich der für den Start bei $\beta_0 + 2\pi$ berechneten Bahn noch mehr nähert. Für die später als $\beta_2 + \alpha_2$ gestarteten Elektronen gelten ähnliche Betrachtungen; in einer gewissen Entfernung von der Katode sind praktisch die Elektronenbahnen der Näherungslösung vorhanden. In allernächster Katodennähe interessieren die Verhältnisse im einzelnen nicht; denn befindet sich die Anode in Katodennähe, so werden die Elektronenbahnen ohnehin verändert, und die Lösung erhält die exakte Form, wie oben bewiesen; ist die Anode aber weit entfernt, so ist die Rückwirkung der allernächsten Katodenumgebung von untergeordnetem Einfluß auf das Gesamtergebnis, da über die Leitungsströme in sämtlichen Querschnitten integriert wird [vgl. Gleichung (38)].

Die Berücksichtigung des Einflusses der zur Katode zurückkehrenden Elektronen hat also ergeben, daß die Emissionsphase gegenüber der Näherungslösung etwas später beginnt, der emittierte Elektronenleitungsstrom etwas größer wird und die Elektronen stärkeren Beschleunigungskräften unterliegen. Diese drei Effekte gleichen sich zum größten Teil gegeneinander aus und die Elektronenbahnen der Näherungslösung können als brauchbar betrachtet werden.

Bisher war angenommen, daß der Verlauf der zur Katode zurücklaufenden Elektronen durch die Gleichung (19) richtig wiedergegeben wird, und es waren die Bahnen der startenden Elektronen berichtigt worden. Jetzt muß umgekehrt der Einfluß der startenden Elektronen auf die Bahnen der rückkehrenden untersucht werden. Beeinflußt werden die zwischen β_k und β_s gestarteten Elektronen, jedoch auch noch einige kurz vor β_k gestartete (vgl. Abb. 4a). Wenn einem rücklaufenden Elektron neugestartete Elektronen entgegenlaufen, so vermindert sich die zwischen dem betrachteten Elektron und der Katode befindliche Ladung; dadurch sinkt die Beschleunigungskraft, die das Elektron zur Anode hin zur Umkehr zu bewegen sucht, das Elektron erreicht die Katode schneller, als die bisherige Näherungslösung berechnete. Aus diesem Grunde wird das bei β_k gestartete Elektron die Katodenfläche nicht berühren, sondern noch auf sie auftreffen; ein kurz vor β_k gestartetes Elektron wird das „wahre“ kritische Elektron sein; die Abweichung ist jedoch äußerst gering; das wahre kritische Elektron erreicht die Katodenoberfläche mit der Geschwindigkeit Null. Da auch die Feldstärke am Ort der Katode Null ist, muß es bei einer Umkehr genau den gleichen Bahnverlauf haben wie ein im gleichen Augenblick von der Katode neu startendes Elektron; es ist also unmöglich, daß das wahre kritische Elektron nach seiner Umkehr von der Katode etwa früher gestartete Elektronen überholt, wie es für das näherungsmäßig berechnete kritische Elektron der Fall ist (vgl. Abb. 4a).

Die kurz vor dem wahren kritischen Elektron gestarteten Elektronen begegnen auch noch den Elektronen der nächsten Emissionsphase; sie können dabei unmöglich die Elektronen der nächsten Emissionsphase, die an ihnen vorbeigelaufen sind, später noch einmal einholen, wie es nach der Näherungsgleichung (19) möglich ist; sie haben nämlich eine geringere Geschwindigkeit als die in der nächsten Emissionsphase gestarteten (sonst könnten diese sie ja nicht überholen) und unterliegen den gleichen beschleunigenden Feldstärkekräften. Der Bahnverlauf der Elektronen, die von denen der nächsten Emissionsphase eingeholt werden, weicht also von der Gleichung (19) etwas ab; für das Gesamtergebnis ist dies jedoch unwesentlich, weil der von diesen Elektronen gebildete Leitungsstrom klein gegen den ist, der von den Elektronen der nächsten Emissionsphase gebildet wird. Da also die Gleichung (19) den Verlauf der betrachteten Elektronen mit einem gewissen Fehler wiedergibt, muß zur Berechnung der elektrischen Feldstärke im Raum die Bahn der später gestarteten Elektronen herangezogen werden (s. Abschnitt F). Die Abweichung hat zur Folge, daß im rechten unteren Diagramm der Abb. 8 die scharfen Spitzen des Elektronenleitungsstromes verschleifen.

Führt man die beschriebenen Korrekturen quantitativ durch, so ergibt sich, daß die Korrekturen meistens im Rahmen der Zeichengenauigkeit der grafischen Konstruktionen liegen. Wichtig sind diese Korrekturbetrachtungen in der Hauptsache, um eine klare Anschauung von den physikalischen Vorgängen zu erhalten. ●

J. Der Sonderfall der gleichstromffelen Diode ($k = 0$)

Es leuchtet ohne weiteres ein, daß der über die Diode fließende Gesamtstrom auch die Gleichstromkomponente Null haben kann, d. h. daß keine Elektronen auf die Anode auftreffen. Dieser Fall besitzt auch vom praktischen Standpunkt aus großes Interesse, weil die Einstellung der Diode auf verschwindenden Gleichstrom oft zum Messen der Hochfrequenzspannung bzw. des Hochfrequenzstromes verwendet wird und weil außerdem eine Diode, bei der kein Elektronenübergang zur Anode mehr stattfindet, bei Höchsfrequenz noch als Dämpfungswiderstand wirken kann (im Gegensatz zum Betrieb bei langen Wellen). Die Berechnungen sollen nur innerhalb des Bereiches der exakten Lösung durchgeführt werden.

Um den Beginn der Emissionsphase zu ermitteln, führt man die Bedingung $k = 0$ in die Gleichungen (57) ein und erhält:

$$\alpha_s = 2\pi; \beta_0 = \arctg(-\pi) = 1,885 \quad (58)$$

Diese Werte kann man auch der Abb. 21 entnehmen. Wesentlich ist, daß das bei β_s gestartete Elektron nach einem Laufwinkel 2π zurückgekehrt ist, daß also bei Beginn der nächsten Emissionsphase alle Elektronen zur Katode zurückgekehrt sind. Die Bewegungsgleichung (19) ist also exakt. Man kann der Diode eine starke negative Gleichspannung erteilen und dadurch den Beginn der Emissionsphase (der durch den Startwinkel β_0 gekennzeichnet sein soll) noch über β_s hinaus verschieben und schließlich sogar die Emissionsphase überhaupt zum Verschwinden bringen. Die Elektronenbahnen für den Fall $k = 0$ lassen sich der Abb. 3 unmittelbar entnehmen, wenn man sich die vor β_s bzw. β_0 gestarteten Bahnen fortdenkt. Insbesondere ist aus den Kurven (sofern man mehr Zwischenkurven zeichnet, als dies in Abb. 3 geschehen ist) zu ersehen, daß das bei β_s gestartete Elektron sich bis zu einem Ortswinkel $\hat{\alpha}^s = 15,4$ von der Katode entfernt; dies ist also der höchste Wert, bis zu dem sich bei $k = 0$ im Bereich der exakten Lösung die Elektronen überhaupt von der Katode entfernen können. Wird der Emissionsbereich stärker eingengt und beginnt bei $\beta_0 > \beta_s$, so sei der zugehörige maximale Ortswinkel $\hat{\alpha}_0^s$; die Anode muß stets weiter entfernt sein, als diesem Ortswinkel entspricht, also $\hat{\alpha}_d^s > \hat{\alpha}_0^s$.

Die Berechnung kann man in der gleichen Weise wie oben durchführen, indem man die Elektronenleitungsströme in allen Querschnitten ermittelt und durch Integration dann die Spannung bestimmt. Da jedoch der Verlauf der Leitungsströme in den einzelnen Querschnitten für die praktische Anwendung bedeutungslos ist, kann man eine etwas einfachere Rechenmethode anwenden, die übrigens auch für die Fälle $k > 0$ benutzt werden kann. Beim Startwinkel β verläßt eine Ladung $dQ = \hat{I} \sin d\beta / \omega$ die Katode. Diese Ladung bewegt sich entsprechend der Gleichung (19) durch den Raum; in jeder Lage y erzeugt sie dabei durch Influenz auf der Anode eine Ladung:

$$dQ_{\text{infl}} = dQ \cdot \frac{y}{d} = dQ \frac{\hat{\alpha}^s}{\hat{\alpha}_d^s} \quad (59)$$

Der gleiche Influenzladungsverlauf wiederholt sich immer periodisch im Abstand 2π . Man kann deshalb diese einzelnen periodischen Ladungsstöße nach Fourier analysieren und erhält eine mittlere Gleichladung:

$$d \bar{Q}_{\text{infl}} = \frac{d Q}{\hat{\alpha}_d^3} \frac{1}{2 \pi} \int_0^{\alpha^*} \hat{\alpha}^3 d \alpha \quad (60a)$$

eine Sinusgrundwelle der Ladung:

$$d \hat{Q}_s = \frac{d Q}{\hat{\alpha}_d^3} \frac{1}{\pi} \int_0^{\alpha^*} \hat{\alpha}^3 \sin (\alpha + \beta) d \alpha \quad (60b)$$

und eine Cosinusgrundwelle der Ladung:

$$d \hat{Q}_c = \frac{d Q}{\hat{\alpha}_d^3} \frac{1}{\pi} \int_0^{\alpha^*} \hat{\alpha}^3 \cos (\alpha + \beta) d \alpha \quad (60c)$$

α^* = Laufwinkel des bei β gestarteten Elektrons bis zur Katode zurück. Solche Ladungsstöße treten nun über den ganzen Startwinkelbereich zwischen β_0 und $\beta_1 = \pi$ auf; die Gesamtladungen erhält man also durch Integration über den Startwinkelbereich:

$$\bar{Q}_{\text{infl}} = \frac{\hat{I}}{\omega} \frac{1}{2 \pi \hat{\alpha}_d^3} \int_{\beta_0}^{\beta_1} \sin \beta \left\{ \int_0^{\alpha^*} \hat{\alpha}^3 d \alpha \right\} d \beta \quad (61a)$$

$$\hat{Q}_s = \frac{\hat{I}}{\omega} \frac{1}{\pi \hat{\alpha}_d^3} \int_{\beta_0}^{\beta_1} \sin \beta \left\{ \int_0^{\alpha^*} \hat{\alpha}^3 \sin (\alpha + \beta) d \alpha \right\} d \beta \quad (61b)$$

$$\hat{Q}_c = \frac{\hat{I}}{\omega} \frac{1}{\pi \hat{\alpha}_d^3} \int_{\beta_0}^{\beta_1} \sin \beta \left\{ \int_0^{\alpha^*} \hat{\alpha}^3 \cos (\alpha + \beta) d \alpha \right\} d \beta \quad (61c)$$

Diese Ladungen entstehen auf der Anode durch Influenz infolge der im Entladungsraum vorhandenen Elektronen; liegt nun außen an der Diode noch eine Spannung u , so kommt noch eine Ladung $C u$ hinzu. Somit beträgt die gesamte Gleichladung der Anode:

$$\bar{Q} = C \bar{U} + \bar{Q}_{\text{infl}} \quad (62a)$$

und die Grundwelle der Wechselladung:

$$\bar{Q} = C u + \hat{Q}_s + j \hat{Q}_c = \frac{\hat{I}}{j \omega} \quad (62b)$$

Da der über die Diode fließende Gesamtstrom vorgeschrieben ist, muß $\bar{Q} = \hat{I} / j \omega$ sein; hieraus läßt sich nun die Grundwelle der Wechselspannung ermitteln:

$$\frac{u}{\hat{U}_c} = -j - \frac{\omega}{\hat{I}} \hat{Q}_s - j \frac{\omega}{\hat{I}} \hat{Q}_c$$

oder durch Einführen von (61b) und (61c) und Erweitern mit $\hat{\alpha}_0^*$:

$$\frac{u}{\hat{U}_0} = -j - \frac{\hat{\alpha}_0^*}{\hat{\alpha}_d^*} \left[\frac{1}{\pi \hat{\alpha}_0^*} \int_{\beta_0}^{\pi} \sin \beta \left\{ \int_0^{\alpha^*} \hat{\alpha}^* \sin(\alpha + \beta) d\alpha \right\} d\beta + \right. \\ \left. + \frac{j}{\pi \hat{\alpha}_0^*} \int_{\beta_0}^{\pi} \sin \beta \left\{ \int_0^{\alpha^*} \hat{\alpha}^* \cos(\alpha + \beta) d\alpha \right\} d\beta \right] \quad (63)$$

Zur Ermittlung der Gleichspannung führt folgende Überlegung: vor Beginn einer neuen Emissionsphase ist der Raum elektronenfrei, die Feldstärke im Raum ist also nur von der Ladung der Anode abhängig; im Augenblick β_0 des Beginns der Emissionsphase muß die Feldstärke und somit auch die Ladung auf der Anode den Wert Null besitzen. Die Ladung der Anode ist in ihrem zeitlichen Verlauf: $\bar{Q} = \frac{\hat{I}}{\omega} \cos \omega t$, also:

$$\bar{Q} = \frac{\hat{I}}{\omega} \cos \beta_0 = 0.$$

Führt man dies in (62a) ein, so erhält man:

$$C \bar{U} + Q_{\text{infl}} = \frac{\hat{I}}{\omega} \cos \beta_0$$

und schließlich mit (61a) und durch Erweitern mit α_0^* :

$$\frac{\bar{U}}{\hat{U}_0} = \cos \beta_0 - \frac{\hat{\alpha}_0^*}{\hat{\alpha}_d^*} \left[\frac{1}{2\pi \hat{\alpha}_0^*} \int_{\beta_0}^{\pi} \sin \beta \left\{ \int_0^{\alpha^*} \hat{\alpha}^* d\alpha \right\} d\beta \right] \quad (64)$$

Die Auswertung der Gleichungen (63) und (64) erfolgt wieder grafisch; da der Elektronenbahnverlauf bekannt ist, können die in den eckigen Klammern stehenden Doppel-

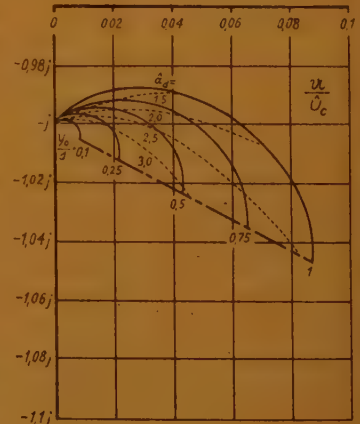
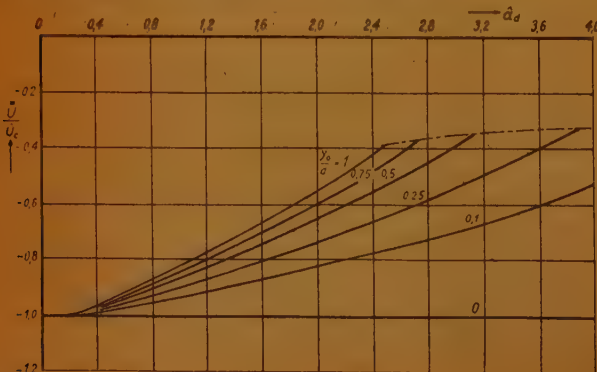


Abb. 22. Ortskurve für die Grundwelle der Wechselspannung im Fall der gleichstromfreien Diode



Links Abb. 23. Verlauf der Gleichspannung für den Fall der gleichstromfreien Diode

integrale gelöst werden; der Verlauf dieser Integrale läßt sich somit als Funktion von β_0 , dem Beginn der Emissionsphase darstellen; $\hat{\alpha}_0^s$ ist ebenfalls in Abhängigkeit von β_0 bekannt; man kann also den Verlauf der Integrale auch über $\hat{\alpha}_0^s$ darstellen. Gibt man nun ein bestimmtes Verhältnis zwischen $\hat{\alpha}_0^s$ und $\hat{\alpha}_d^s$ bzw. zwischen dem Umkehrpunkt y_0 des äußersten Elektrons und dem Anodenabstand d vor, so kann man die Größen U/\hat{U}_0 und \bar{U}/\hat{U}_0 über $\hat{\alpha}_d^s$ mit y_0/d als Parameter darstellen. Dies ist in den Abb. 22 und 23 durchgeführt. Abb. 22 ist eine Ortskurvendarstellung für U/\hat{U}_0 ; die glatt gezogenen Kurven gelten für konstantes y_0/d , die gestrichelten Kurven für konstantes $\hat{\alpha}_d^s$. Der Bereich hat eine strichpunktierte gezeichnete Grenze, die dadurch gegeben ist, daß die Rechnung auf den Fall der exakten Lösung beschränkt wurde. Man erkennt, daß das Verhältnis U/\hat{U}_0 ziemlich dicht bei $-j$ liegt, d. h. daß die Diode sich nahezu wie eine Kapazität verhält. Abb. 23 zeigt den Verlauf von \bar{U}/\hat{U}_0 . Macht man $\bar{U}/\hat{U}_0 = -1$, so ist $\hat{\alpha}_0^s = 0$, d. h. es verlassen überhaupt keine Elektronen mehr die Katode. Gibt man ein bestimmtes Spannungsverhältnis \bar{U}/\hat{U}_0 vor und macht den Laufwinkel $\hat{\alpha}_d^s$ groß, so wird y_0/d klein, d. h. die Elektronen entfernen sich nur wenig von der Katode. Auch hier ist wieder eine strichpunktierte Grenzlinie dargestellt.

K. Anwendungen

Die Anwendung der abgeleiteten Ergebnisse auf die Praxis ist verhältnismäßig einfach. Bei einer Diode sind die Elektrodenfläche F und der Elektrodenstand d im allgemeinen bekannt; die Diodenkapazität ist nach Gleichung (1) zu errechnen. Die Betriebsfrequenz und der über die Diode fließende Gleichstrom sind leicht zu messen; nach Gleichung (15b) ist dann der auf den Gleichstrom bezogene Laufwinkel zu errechnen. Bei großen Aussteuerungsgraden kann dann die Richtspannung leicht bestimmt werden: man mißt die Gleichspannung \bar{U} an der Diode und stellt bei abgeschalteter Hochfrequenz die Gleichspannung auf den Wert \bar{U}_0 ein, so daß Gleichstrom \bar{I} wie zuvor fließt; nach Gleichung (54) kann dann die Richtspannung $\Delta \bar{U}$ ermittelt werden. Da jetzt $\bar{\alpha}_d$, \bar{U} und \bar{U}_0 bekannt sind, kann nach der Abb. 19 die Größe des Stromverhältnisses k entnommen werden. Aus k errechnet man dann mit Gleichung (4) die Größe des Wechselanteiles des Gesamtstromes und mit Gleichung (39) die als Hilfsgröße dienende Spannung \hat{U}_0 . Die wirklich an der Diode liegende Hochfrequenz-Wechselspannung ergibt sich dann nach Größe und Phase aus den Ortskurven der Abb. 13 und die Größe der Grundwelle des Elektronenleitungsstromes aus Abb. 11. Hiermit sind alle Größen, die beim Betrieb der Diode auftreten, bekannt; die Steilheit kann man errechnen, indem man unmittelbar Elektronenleitungsstrom und Wechselspannung ins Verhältnis setzt oder die Größe aus Abb. 14 entnimmt.

Wenn über die Diode kein Gleichstrom fließt, so sind die Verhältnisse ohne Kenntnis des Wechselstromes oder der Wechselspannung nicht zu überschauen. Die Messung der Wechselspannung läßt sich so durchführen, daß man der Gleichspannung \bar{U} einen solchen negativen Wert gibt, daß der Gleichstrom gerade eben verschwindet (zu sehr genauen Ergebnissen kann dieses Verfahren jedoch nicht führen, da die Vernachlässigung des Anlaufstromes hier besonders stark ins Gewicht fällt). Da die Diodenabmessungen bekannt sind, kann man

mit Hilfe der Gleichungen (15a) und (39) den Zusammenhang zwischen \bar{U}/\hat{U}_0 und α_d errechnen und in Form einer kubischen Parabel ins Diagramm der Abb. 23 eintragen; wo sie die Kurve $y_0/d = 1$ schneidet, ergibt sich der Wert $\hat{\alpha}_d$. Nunmehr ist der Wechselstrom \hat{I} zu errechnen, und die Wechselspannung ergibt sich nach Größe und Phase aus den Ortskurven der Abb. 22.

Die Anwendungsmöglichkeiten der Ergebnisse der Theorie sind sehr mannigfach; zur Erläuterung sollen drei Einzelbeispiele herausgegriffen werden.

a) Die im ersten Schwingbereich schwingende Diode

Daß eine Diode bei gewissen Laufwinkelbereichen selbst Schwingungen anfangen kann, wurde schon oben erwähnt und ist aus den Arbeiten von J. Müller [3] bekannt. Die in Abb. 13 wiedergegebenen Rechenergebnisse gestatten uns, eine Aussage über den Wirkungsgrad dieser Schwingungserzeugung für den ersten Schwingbereich zu machen; als erster Schwingbereich ist dabei der Bereich der kleinsten Laufwinkel, bei denen Schwingungen auftreten können, bezeichnet. Bezeichnet man den Realteil des Diodenwiderstandes \Re mit $\Re_0(\Re)$, so beträgt, wenn dieser Realteil negativ ist, die von der Diode abgegebene Leistung $-\hat{I}^2 \Re_0(\Re)/2$, der Wirkungsgrad ist also:

$$\eta = \frac{-\hat{I}^2 \Re_0(\Re)}{2U\bar{I}} = \frac{-\Re_0(\Re\omega C)}{2\bar{U}} \cdot \frac{\hat{I}}{\omega C} \cdot \frac{\hat{I}}{\bar{I}} = -\frac{1}{2k} \Re_0(\Re\omega C) \frac{\hat{U}_0}{\bar{U}} \quad (65)$$

Für die einzelnen k-Werte kann man nun mit den Abb. 13 und 18 die Maximalwerte η_{\max} dieses Wirkungsgrades ermitteln. η_{\max} ist über $1/k$ im obersten Diagramm der Abb. 24 aufgetragen. Ist k sehr groß, d. h. $1/k$ sehr klein, so ist η_{\max} durch die gestrichelte Parabel darzustellen, deren Gleichung folgendermaßen abzuleiten ist:

$$\eta = \frac{-\hat{I}^2 \Re_0(\Re)}{2\bar{U}_0 \bar{I}} = \frac{-1}{2k^2} \frac{\bar{I}}{\bar{U}_0} \frac{\Re_0(\Re\omega C)}{\omega C}$$

und mit Gleichung (46) und (47) $\eta = -\frac{1}{k^2} \frac{2}{3\bar{\alpha}_d} \Re_0(\Re\omega C)$, wobei für $k = \infty$:

$\bar{\alpha}_d = 7,4$ und $\Re_0(\Re\omega C) = -0,081$, also: $\eta_{\max} = 0,0073/k^2$. Man erkennt, daß der Wirkungsgrad nicht 3% nennenswert überschreiten kann.

Für den Betrieb der schwingenden Diode muß man außer dem Wirkungsgrad der Elektronenströmung auch den negativen Wirkleitwert der Diodenstrecke

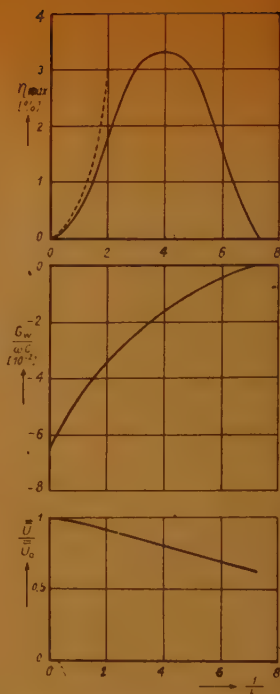


Abb. 24. Wirkungsgrad, Anfangswert und Gleichspannung bei einer schwingenden Diode in Abhängigkeit vom Verhältnis $\hat{I}/\bar{I} = 1/k$

wissen, bei dem der geforderte Leistungsumsatz auftritt; dieser Wirkleitwert ergibt sich auch mit Hilfe der Abb. 13 aus der Beziehung:

$$\frac{G_w}{\omega C} = \frac{\operatorname{Re}(\Re \omega C)}{|\Re \omega C|^2} \quad (66)$$

Der Verlauf des negativen Wirkleitwertes ist im mittleren Diagramm der Abb. 24 aufgetragen; mit zunehmendem $1/k$ nimmt der Wirkleitwert — G_w ab, d. h. der an die Diode außen angeschlossene Resonator muß einen kleinen positiven Wirkleitwert, d. h. eine geringe Dämpfung haben, damit der Leistungsumsatz überhaupt stattfinden kann. Das unterste Diagramm der Abb. 24 zeigt schließlich den Verlauf der an der Diode liegenden Gleichspannung, der unmittelbar aus Abb. 19 entnommen werden kann.

Über die schwingende Diode liegen Messungen von Llewellyn und Bowen vor [12], die sich jedoch mit der Theorie quantitativ nicht vergleichen lassen, insbesondere, weil die Katode in Sättigung arbeitete; die gemessenen Wirkungsgrade sind noch erheblich geringer als die gerechneten.

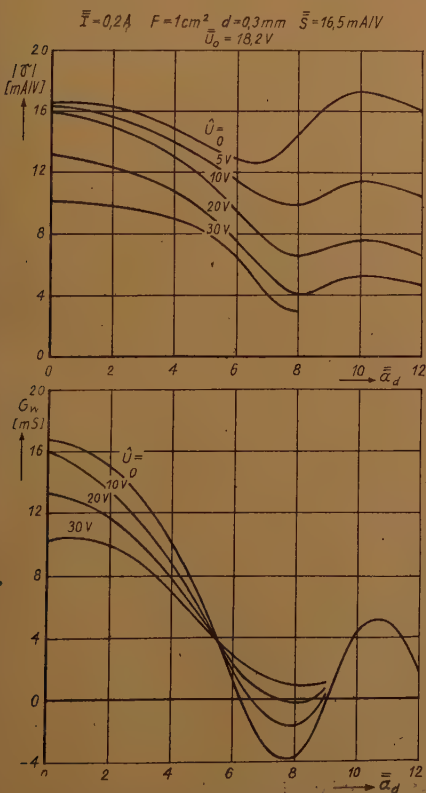


Abb. 25. Steilheit und Wirkleitwert einer gesteuerten Elektronenströmung in Abhängigkeit von der steuernden Wechselspannung und vom Laufwinkel

b) Verlauf der Steilheit bei Raumladungssteuerung im Laufzeitgebiet

Dem in Abb. 25 wiedergegebenen Beispiel der Raumladungssteuerung liegt eine Strecke Katode-Gitter mit einer Elektrodenfläche von $F = 1 \text{ cm}^2$ und einem Elektrodenabstand von $d = 0,3 \text{ mm}$ zugrunde. Die üblicherweise verwendeten Oxydkatoden kann man etwa mit einem Strom von 200 mA/cm^2 belasten; die statische Steilheit dieser Strecke berechnet sich dann nach Gleichung (46) zu $\bar{S} = 16,5 \text{ mA/V}$, die im statischen Betrieb anzulegende Gleichspannung zu $\bar{U}_0 = 18,2 \text{ V}$. Diese Katoden-Gitter-Strecke werde nun mit verschiedenen Laufwinkeln, d. h. verschiedenen Frequenzen betrieben. In Abb. 25 ist der Betrag $|G|$ der Steilheit, der nach Abb. 15 zu ermitteln ist, und der nach Abb. 13 und Gleichung (66) bestimmte Wirkleitwert G_w über dem Laufwinkel $\bar{\alpha}_d$ aufgetragen; Parameter ist die Größe der anliegenden Wechselspannung, die, wie oben angegeben, aus k und \hat{U}_0 berechnet werden kann. Die für $\bar{\alpha}_d = 0$ eingetragenen Werte sind auf andere Weise ermittelt, da die Theorie infolge ihrer Voraussetzungen den Fall $\bar{\alpha}_d = 0$ ausschließt (vgl. oben); in diesem Falle wurde eine statische Röhrenkennlinie nach Gleichung (45)

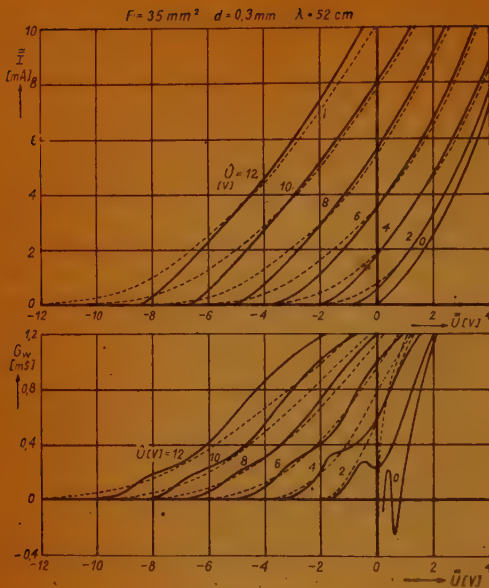


Abb. 26. Richtkennlinienfeld und Wirkleitwert einer Diode im Laufzeitgebiet und im laufzeitfreien Fall (gestrichelt)

ladungssteuerung bis zu Laufwinkeln gewisser Größe brauchbar ist, daß aber bei größeren steuernden Wechselspannungen die Verhältnisse immer ungünstiger werden.

c) Das Richtkennlinienfeld einer Diode

In Abb. 26 ist das nach der Theorie berechnete Richtkennlinienfeld einer Diode dargestellt. Die Elektrodenfläche beträgt 33 mm^2 , der Elektrodenabstand $0,3 \text{ mm}$ und die Wellenlänge 52 cm . Diese Werte wurden gewählt in Anlehnung an eine Untersuchung von Meinke [13], in der für eine solche Diode Messungen und näherungsweise Berechnungen wiedergegeben sind.

Der Berechnungsgang wird zweckmäßig so vorgenommen, daß der Gleichstrom \bar{I} angenommen wird, worauf sich dann die Werte \bar{U}_0 , \bar{S} und $\bar{\alpha}_d$ unmittelbar berechnen lassen; aus dem Diagramm der Abb. 19 entnimmt man dann unter Annahme verschiedener k -Werte die Spannung \bar{U} und aus Abb. 13 die Größe $R\omega C$, aus der sich dann die Spannung \hat{U} und der Wirkleitwert G_w der Diodenstrecke berechnen lassen. Als Ergebnis dieser Berechnung zeigt das obere Diagramm der Abb. 26 die Richtkennlinien (glatt gezogene Kurven), nämlich den Gleichstrom \bar{I} in Abhängigkeit von der Gleichspannung \bar{U} mit der Wechselspannung \hat{U} als Parameter. Das untere Diagramm veranschaulicht den Wirkleitwert der Diodenstrecke in Abhängigkeit von der Gleichspannung mit der Wechselspannung als Parameter.

Bei sehr kleinen Wechselspannungen kann der Wirkleitwert stellenweise negativ werden, wie die Kurve für $\hat{U} = 0$ veranschaulicht; es ist dies wieder der Fall der schwingenden Diode. Bei größeren Wechselspannungen bleibt der Wirkleit-

sowie eine rein sinusförmige Spannung angenommen und der Grundwellenwert des Wechselstromes ermittelt. Die Berechnungen ergeben, daß die Steilheit mit zunehmender Wechselspannung abnimmt; mit steigendem Laufwinkel nehmen die für große Wechselspannungswerte gültigen Steilheitswerte stark ab, während für $\hat{U} = 0$ die Steilheit nahezu den statischen Wert behält und nur gewissen Pendelungen unterworfen ist. Der Wirkleitwert und damit die zur Steuerung aufzubringende Leistung nimmt mit dem Laufwinkel ab, bei kleinen Wechselspannungen sind im Laufwinkelbereich um $\bar{\alpha}_d = 8$ negative Wirkleitwerte vorhanden, d. h. die Röhre entdämpft, bei großen Wechselspannungen tritt keine Entdämpfung auf. Man erkennt hieraus, daß die Raum-

wert positiv, die Wirkleitwertkurven behalten jedoch einen Knick, der sich erst nach größeren Wechselspannungen hin allmählich verflacht. Man erkennt weiterhin aus den Diagrammen deutlich, daß ein positiver Wirkleitwert auch dann noch vorhanden sein kann, wenn der Gleichstrom \bar{I} bereits auf Null abgesunken ist; in diesem Fall prallen alle Elektronen auf die Katode zurück, ohne auf die Anode zu treffen.

Die gestrichelten in die Diagramme eingetragenen Kennlinien gelten für den laufzeitfreien Fall; zur Berechnung dieser Linien ist eine sinusförmige Wechselspannung vorausgesetzt und aus der statischen Kennlinie ist der Gleichstrom und die Grundwelle des Wechselstromes errechnet (vgl. z. B. [13]). Die Kennlinien für den laufzeitfreien Fall gelten somit für etwas andere Voraussetzungen und sind deshalb nur mit Vorsicht mit den Laufzeitkennlinien zu vergleichen; wenn man nämlich bei den statischen Kennlinien einen sinusförmigen Wechselstrom voraussetzt (nur möglich, wenn sein Scheitelwert kleiner ist als der Gleichstrom) und die Grundwelle der Wechselspannung berechnet, so hat der zu dieser Wechselspannung gehörige Gleichstrom etwas höhere Werte, als wenn man von einer Sinusspannung ausgeht.

Die von Meinke ([13] bis [15]) berechneten Näherungswerte beruhen auf einer Voraussetzung, die den tatsächlichen physikalischen Vorgängen nur unvollkommen gerecht wird; die ermittelten Kurven sind zu weit nach rechts verschoben, wie auch der Vergleich mit den Meßergebnissen zeigt.

L. Zusammenfassung

Es wird das Verhalten der Raumladungssteuerung im Laufzeitgebiet bei großen Aussteuerungsgraden untersucht. Vorausgesetzt ist eine Katode, bei der die thermische Anfangsgeschwindigkeit des Elektronenaustritts und die Sättigungerscheinungen unberücksichtigt bleiben. Über die aus Katode und Anode gebildete Diodenstrecke wird ein Gleichstrom \bar{I} und ein Wechselstrom von Scheitelwert \hat{I} geschickt; die Rechnung geht also vom Strom und nicht von der Spannung an der Diodenstrecke aus; es wird bewiesen (Abschnitt B), daß im Laufzeitgebiet die Annahme eines sinusförmigen Stromes keine schlechtere Annäherung an die wirklichen Verhältnisse darstellt, als die Annahme einer sinusförmigen Spannung.

Die für den Betrieb der Diode kennzeichnenden Größen sind das „Stromverhältnis“ $k = \bar{I}/\hat{I}$ und der „Laufwinkel“

$$\bar{\alpha} = \sqrt[3]{\frac{6 y m \epsilon_0 F \omega^3}{e \bar{I}}}$$

Dieser Laufwinkel kennzeichnet im Vergleich zur Höchfrequenz-Periodendauer die Laufzeit der Elektronen für den Fall, daß ein reiner Gleichstrom \bar{I} über die Diode geschickt wird; der Laufwinkel ist aus der Betriebsfrequenz ω und den Diodenabmessungen (Elektrodenabstand d und Elektrodenfläche F) zu errechnen.

Die Berechnung liefert für den Fall des über die Diode geschickten Gleich- und Wechselstromes den entstehenden Gleichspannungsabfall (Abb. 19 bzw. 23), die Grundwelle des entstehenden Wechselspannungsabfalles nach Größe und Phase (Ortskurven Abb. 13 bzw. Abb. 22) und die Grundwelle des Elektronenleitungsstromes an der Anode (Ortskurven Abb. 11 und 12).

Aus diesen Ergebnissen läßt sich das gesamte Verhalten der Raumladungs-

steuerung erkennen, wie an drei Beispielen für die schwingende Diode (Abschnitt K, a), für die Raumladungssteuerung (bei Ersatz der Anode durch ein Gitter, Abschnitt K, b) und für das Richtkennlinienfeld einer Diode (Abschnitt K, c) gezeigt wird. Einige kennzeichnende Ergebnisse sind:

1. Bei einer schwingenden Diode liegt der optimale Wirkungsgrad der Schwingungserzeugung nur wenig über 3%, der Resonanzwiderstand des angeschlossenen Resonators muß dabei etwa 4mal so groß sein, wie die Bedingung für das Anschwingen verlangt (Abb. 24).

2. Bei der Raumladungssteuerung sinkt die Steilheit mit zunehmendem Laufwinkel und mit zunehmender Aussteuerung; die Steuerleistung nimmt im Durchschnitt mit zunehmendem Laufwinkel ab (Abb. 25).

3. Eine Diode kann im Laufzeitgebiet auch dann noch eine Wirkleistung aufnehmen, wenn die Anodenspannung soweit negativ gemacht wird, daß der Anodengleichstrom verschwindet (Abb. 26).

Die Ergebnisse wurden erhalten durch die Berechnung für den Verlauf der Elektronenbahnen (Abschnitt C), wobei die Verhältnisse in manchen Bereichen exakt, in anderen Bereichen in guter Näherung wiedergegeben sind. Die Güte der Näherung wird abgeschätzt (Abschnitt H), wobei sich ein vollkommener Überblick über die physikalischen Vorgänge in der Raumladungsdiode ergibt. Nach der Errechnung der Elektronenbahnen wird der Verlauf des Elektronenleitungsstromes (Abschnitt D), der Wechselspannung (Abschnitt E) und der Gleichspannung (Abschnitt F) grafisch ermittelt. Für den Fall der gleichstromfreien Anode wird das Verfahren etwas abgewandelt (Abschnitt J).

M. Schrifttumsübersicht

- [1] F. W. Gundlach, Die Grundlagen der Höchstfrequenztechnik (im Erscheinen).
- [2] C. J. Bakker und G. de Vries, On vacuum tube electronics, *Physica* 2 (1935), S. 683.
- [3] J. Müller, Elektronenschwingungen im Hochvakuum, *Hochfrequenztechn.* 41 (1933), S. 156.
- [4] F. B. Llewellyn, Operation of ultra-high-frequency vacuum tubes, *Bell Syst. Techn. Journ.* 14 (1935), S. 632.
- [5] W. R. Ferris, Input resistance of vacuum tubes as ultrahigh-frequency amplifiers, *Proc. Inst. Radio Engrs.* 24 (1936), S. 82.
- [6] D. O. North, Analysis of the effects of space charge on grid impedance, *Proc. Inst. Radio Engrs.* 24 (1936), S. 108.
- [7] H. Zuhrt, Die Verstärkung einer Dreielektrodenröhre mit ebenen Elektroden bei ultrahohen Frequenzen, *Hochfrequenztechn.* 47 (1936), S. 58 und 79.
H. Zuhrt, Die Leistungsverstärkung bei ultrahohen Frequenzen und die Grenze der Rückkoppelungsschwingungen, *Hochfrequenztechn.* 49 (1937), S. 73.
H. Zuhrt, Nachtrag zur vorgenannten Arbeit, *Hochfrequenztechn.* 51 (1938), S. 135.
- [8] W. E. Benham, A contribution to tube and amplifier theory, *Proc. Inst. Radio Engrs.* 26 (1938), S. 1093.
- [9] F. W. Gundlach, Berechnung der Gittersteuerung in Elektronenröhren mittels einer Ersatzbildarstellung, *Arch. Elektrotechn.* 37 (1943), S. 463.
- [10] H. Barkhausen, Lehrbuch der Elektronenröhren, Bd. 4, Leipzig (1937), S. 6 ff.
- [11] DIN VDE 110: Wechselstromgrößen.
- [12] F. B. Llewellyn und A. E. Bowen, The production of ultra-high-frequency oscillations by means of diodes, *Bell Syst. Techn. Journ.* 18 (1939), S. 280.
- [13] H. Meinke, Das Richtkennlinienfeld einer Diode bei niedrigen und hohen Frequenzen, *Telefunken-Röhre*, H. 21/22 (1941), S. 250.
- [14] H. Meinke, Die Leistungsbilanz einer Diode bei niedrigen und hohen Frequenzen, *Telefunken-Röhre*, H. 23 (1941), S. 297.
- [15] H. Meinke, Das Verhalten von Mischdioden bei niedrigen und hohen Frequenzen, *El. Nachr.-Techn.* 20 (1943), S. 39.

Versuche am Elektronenzyklotron

Das Zyklotronprinzip

Für die Kernphysik ist das Zyklotron seit seiner ersten Konstruktion von allergrößter Bedeutung gewesen und ist es heute noch. Das Zyklotronprinzip nämlich, die schweren elementaren Teilchen (wie Proton, Deuteron und α -Teilchen) durch eine kleine Teilspannung mehrmals zu beschleunigen bis sich eine hohe Endenergie ergibt, wobei durch ein Magnetfeld die Teilchen in einem eng begrenzten Raum zusammengehalten werden, ist so elegant und fruchtbar, daß nicht leicht eine neue Idee gefunden werden konnte, die dies Verfahren übertrifft hätte. Der Gedanke einer Mehrfachbeschleunigung im Magnetfeld konnte nur deshalb verwirklicht werden, weil die Umlauffrequenz eines geladenen Teilchens unabhängig von seiner Geschwindigkeit, also von seiner Energie ist. Man findet aus der Überlegung, daß für eine stabile Bahn die Zentrifugalkraft gleich der Lorentzkraft sein muß, die das Magnetfeld auf eine bewegte Ladung ausübt, die einfache Beziehung:

$$\omega = \frac{e \cdot H}{m c} \quad (1)$$

Darin bedeuten ω die Umlauffrequenz, e/m das Verhältnis von Ladung zu Masse des bewegten Teilchens, H das Magnetfeld, c die Lichtgeschwindigkeit. In dieser Gleichung kommt der Bahnradius nicht mehr vor und damit besitzt das Teilchen eine von seiner Energie unabhängige Umlaufzeit. Bringt man jetzt im Magnetfeld 2 halbdosenartig geformte Elektroden (Halbdosen genannt) an, zwischen denen ein HF-Feld (Hochfrequenzfeld) der gleichen Frequenz besteht, so nimmt das Teilchen laufend aus diesem Energie auf, sobald seine Phase mit der des HF-Feldes übereinstimmt. Die Teilchen beschreiben im Magnetfeld Kreisbahnen, deren Radius mit wachsender Energie zunimmt. Gleichung (1) zeigt aber schon die Grenze des Verfahrens. In ihr ist die Masse m der Teilchen enthalten, letztere ist aber nach der Relativitäts-Theorie von der Energie abhängig. Es gilt:

$$m = m_0 + \frac{E}{c^2} \quad \begin{array}{l} E = \text{kinetische Energie} \\ m_0 = \text{Ruhemasse} \end{array}$$

Solange E/c^2 sehr klein gegen m_0 bleibt (bis zu etwa $1/2\%$), läßt sich die Resonanzbedingung immer leicht erfüllen. Mit dieser Begrenzung würden sich aber nur Endenergien erreichen lassen für

Elektronen	von 2,5 kV
Deuteronen	von 10 MeV
α -Teilchen	von 20 MeV

Diese Energien sind sehr klein. Eine genauere Diskussion, die vor allem die Phasenlage der Teilchen, die HF-Spannung an den Halbdosen und die fokussierende Kraft eines nach außen ein wenig abfallenden Magnetfeldes berücksichtigt, zeigt aber, daß unter Ausschöpfung aller Möglichkeiten wesentlich höhere Energien erzielt werden können.

Bei der Beschleunigung von geladenen Teilchen nach dem Zyklotronprinzip kommt es darauf an, daß die Teilchen eine richtige Phasenlage gegenüber dem HF-Feld besitzen. Sie müssen beim Spaltdurchtritt zwischen den Halbdosen auf ein beschleunigendes und zugleich fokussierendes Feld auftreten. Ein,

während des Spaltdurchtritts der Teilchen, in seiner Spannung zunehmendes Feld bewirkt aber eine Defokussierung bei geringen Teilchengeschwindigkeiten. Es bleibt danach als günstiger Phasenbereich nur ein Phasenwinkel von $\pi/2$ für den Start der Teilchen übrig. Wenn diese schneller geworden sind, ihre Energie also groß gegen den Energiezuwachs pro Umlauf geworden ist, wird der mögliche Phasenbereich doppelt so groß. Läßt man das Magnetfeld mit wachsendem Radius ein wenig abfallen, so entsteht eine radiale Feldkomponente, die, wie man sich leicht klar macht, gerade die Teilchen wieder auf die mittlere Umlaufebene zurücktreibt, also eine fokussierende Wirkung ausübt. Eine solche Feldänderung mit dem Bahnradius hat natürlich eine ungünstige Einwirkung auf die Phasenlage der Teilchen. Man muß beide Wirkungen gegeneinander abwägen, wenn eine möglichst hohe Endenergie erzielt werden soll.

Rose [1] und auch Dänzer [2] haben diese Zusammenhänge genau durchgerechnet. Es zeigt sich, daß wesentlich höhere Prozentsätze der Ruhemasse als $1/2\%$ noch bewältigt werden können. Abb. 1 gibt die hierzu erforderliche Phasenlage Θ eines Teilchens wieder in Abhängigkeit vom Bahnradius r (der von 0 bis R läuft). Darüber ist der Verlauf des zugehörigen Magnetfeldes gezeigt. Die Teilchen beginnen ihren Lauf zunächst nachteilig mit negativer Phase, eilen dann auf Grund der Magnetfeldänderung voraus, um zum Schluß das Magnetfeld mit der gleichen Phase, mit der sie gestartet sind, zu verlassen. Die verschiedenen Kurven ergeben sich für verschiedene HF-Spannungen.

Für Elektronen findet man nach diesen Überlegungen für $\lambda = 4$ cm und $R = 10$ cm eine Endenergie von 6150 Volt, die mit einer Mindestspannung von 80 Volt erreicht werden kann. Für Deuteronen erhält man folgende Zahlenreihe:

R_{cm}	λ_m	MeV	V_{min} (kV)
40	20	16,6	45,5
60	25	21,4	94,5
240	65	50	529
2400	82,5	200	4200

Man erkennt, daß sich nach dieser Methode schon beträchtliche Energien erzielen lassen. Diese Werte müssen aber durch eine sehr große Sendeleistung erkauft werden. Wollte man also 200 MeV Deuteronen erzeugen, so brauchte man, wie aus der letzten Zeile der Tabelle hervorgeht, einen Magneten von 5 m Durchmesser, ein Magnetfeld von 12 kG (wie man aus Gl. (1) errechnen kann) und eine Mindestspannung von 4,2 MV an den Halbdosen. Eine derartige HF-Spannung ist auch mit den heutigen technischen Mitteln noch nicht in wirtschaftlicher Weise zu verwirklichen. Man schlägt deshalb einen anderen Weg ein, um zu beliebig hohen Energien nach dem Resonanzprinzip zu gelangen. Man erfüllt die Resonanzbedingung (1) nicht durch Korrektur des Magnetfeldes, sondern durch Änderung der Wellenlänge λ , führt also eine Frequenz-

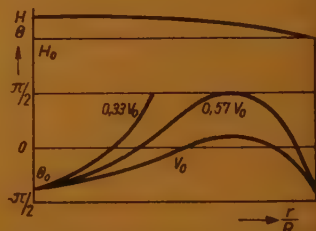


Abb. 1. Phasenlage für verschiedene Werte der Hochfrequenzspannung bei fester Ausgangsphase in Abhängigkeit vom Magnetfeldradius

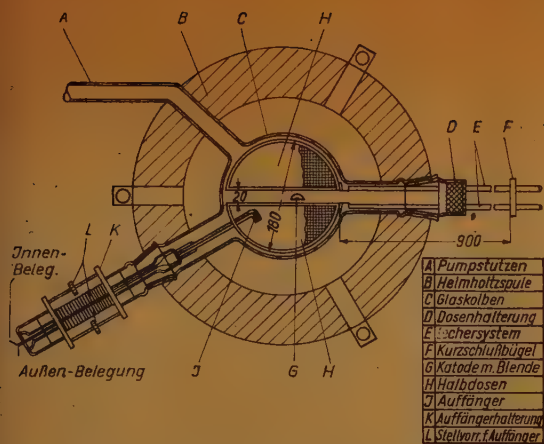


Abb. 2. Schnitt durch die Elektronenzyklotronapparatur

Beschleunigung der Teilchen in einer besonders phasenstabilen Lage sehr niedrig gehalten werden.

Das Elektronenzyklotron

Aus dem soeben Gesagten ist ohne weiteres ersichtlich, daß ein Zyklotronbetrieb für Elektronen nicht zu hohen Endenergien führen kann. Dies ist auch nicht die Aufgabe des Elektronen-Zyklotrons. Seine Bedeutung liegt vielmehr darin, daß die Phasenbeziehung, die Resonanzbedingung und die Elektronenbahnen sich in einfacher Weise studieren lassen. Darüber hinaus gibt es auch Aufschluß über Intensitätsverhältnisse und Geometrie der ersten Bahnen in Abhängigkeit von der Phase der Elektronen. Probleme, die sich am Ionenzyklotron nur unter großer Mühe und theoretisch schlecht überblicken lassen.

Das Elektronenzyklotron [4] ist eine sinngemäße Nachbildung des Ionenzyklotrons für Elektronenbetrieb. Abb. 2 vermittelt einen Überblick über die Apparatur. Inmitten eines evakuierbaren Glaskolbens (C) befindet sich die Katode (G) zwischen den Halbdosen (H). Die Halbdosen bilden mit dem Lechersystem (E), das durch den Kurzschlußbügel (F) auf die Wellenlänge 6,3 m abgestimmt wird, ein schwingungsfähiges System, das von einem 20-Wattsender gespeist wird. Die ganze Anordnung befindet sich in einem Magnetfeld von 16,9 Gauß, das durch die Helmholtzspulen (B) aufgebaut wird. Die Halbdosen sind aus Bronzeblech gefertigt, um die Elektronenbahnen beobachten zu können. Mit dem Auffänger (J) kann man die Intensitätsverteilung in den Bahnen ausmessen. Läßt man einen geringen Gasdruck von 10^{-4} mm Hg in der Apparatur, so werden die Elektronenbahnen durch Elektronenstoßanregung der Gasrestmoleküle sichtbar und können fotografiert werden.

Die Elektronenbahnen in Resonanz

Unter solchen Bedingungen sind die Bilder I, II und IV der Abb. 3 bei verschiedenen HF-Spannungen unter Erfüllung der Resonanzbedingung entstanden. Der helle Punkt in der Mitte der Aufnahme bezeichnet den Ort der Katode, die dunklen Balken quer über dem Bild die Ränder der Halbdosen, deren Netzstruktur gerade noch angedeutet wird. Das Spiralsystem der Elek-

modulation der Sendespannung ein. Dabei ist dann kein kontinuierlicher Betrieb des Zyklotrons mehr möglich. Es können nur noch Teilchengruppen in der Zahl der Modulationsfrequenz beschleunigt werden. So ist es Lawrence [3] gelungen, die 200 MeV-Grenze für Deuteronen zu erreichen mit einer Sendespannung von 15 kV. Dabei wird die Resonanzbedingung durch die Frequenzmodulation des Senders erfüllt, und die HF-Spannung kann durch die



Abb. 3. Tafel der Bilder I bis VI

Bild I. Die Elektronenbahnen bei 55 V HF-Spannung an den Halbdosen. Magnetfeld 16,9 Gauß, Wellenlänge $\lambda = 6,4$ m, Belichtungszeit 30 Min. Der in der linken Ecke wiedergegebene Maßstab gilt für die Bilder I bis VI. Bild II. Die Elektronenbahnen bei 200 V HF-Spannung, die übrigen Daten wie in I. Bild III. Rückläufige Elektronenbahnen zwischen der starken normalen Bahn bei einem Magnetfeld $H = H_F \cdot (1 - 0,03)$. Bild IV. Elektronenbahnen bei 41 V HF-Spannung und dem Magnetfeld $H = H_F$. Bild V. Elektronenbahnen bei 41 V HF-Spannung und dem Magnetfeld $H = H_F \cdot (1 + 0,077)$. Bild VI. Elektronenbahnen bei 41 V HF-Spannung und dem Magnetfeld $H = H_F \cdot (1 - 0,052)$

tronenbahnen läßt sich sehr gut durch ein Aneinanderfügen von Halbkreisen mit wachsendem Radius beschreiben, derart, daß die Mittelpunkte der Halbkreise auf einer Parallelen zu den Halbdosenkanten durch die Katode liegen. Abb. 4 gibt ein Bild der Wanderung der Halbkreismittepunkte auf dieser Parallelen. Die Bahn beginnt in K_1 , dem Ort der Katode. Die ungeraden Ziffern bezeichnen die Bahnmittelpunkte der unteren Halbebene, die geraden Ziffern die der oberen. Die Differenzen Δr der Bahnradialen (Δr ist der Abstand zweier aufeinander folgender Mittelpunkte) nehmen etwa mit $1/r$ ab, wie theoretisch zu erwarten, da der Energiezuwachs ΔV bei einem Spaltdurchtritt proportional zu $r \cdot \Delta r$ verläuft. Für unendlich großen Radius würden sich die Mittelpunkte im Symmetriepunkt S des Spiralsystems treffen. Wenn die äußeren Bahnen im Zyklotron rotationssymmetrisch zum Magnetfeld liegen sollen, muß der Symmetriepunkt des Spiralsystems mit dem Mittelpunkt des Magnetfeldes zusammenfallen. Die Stellung der Katode liegt also außerhalb der Feldmitte. Ihr Abstand davon hängt vom ersten Bahnradius und damit von der Spannung an den Halbdosen ab. Will man im Zyklotron beide Halbperioden zur Beschleunigung von Teilchen ausnutzen, so muß eine zweite Katode an der Stelle K_2 eingeführt werden, die den gleichen Abstand vom Symmetriepunkt S hat wie K_1 . Das Symmetriezentrum und die Halbkreismittepunkte bleiben erhalten, nur vertauschen die geraden und ungeraden Ziffern gerade ihren Platz. Alle Bahnen zeigen nach den äußeren Umläufen zu einen starken Intensitätsabfall. Den wahren Intensitätsverlauf kann man aber leicht mit der Sonde ausmessen, die sich vom Rande her senkrecht durch die Bahnen zum Symmetriepunkt verschieben läßt. Nach dem Ausmessen der Bahn in zwei Koordinatenrichtungen läßt sich durch mehrfache grafische Integration der gesamte Elektronenstrom bestimmen, der in einer Bahn kreist. So ergibt sich, daß im 1. Bahnmaximum $182 \mu A$, im 2. $158 \mu A$, im 3. $144 \mu A$ und im 4. $108 \mu A$ fließen. Hier findet man also eine Abnahme der Elektronenzahl von der ersten bis zur letzten Bahn um nahezu die Hälfte. Dieser Intensitätsverlust erklärt sich durch das allmähliche Ausscheiden der Elektronen mit negativer Phase, die in den ersten Bahnen noch enthalten sind.

Die Elektronenbahnen außerhalb der Resonanz

Alle bisher beschriebenen Versuche bezogen sich auf Elektronen, deren magnetische Umlauffrequenz sich in Resonanz mit dem HF-Feld befand. Verändert man jetzt das Magnetfeld bei fester Frequenz des HF-Feldes und mißt den Auffängerstrom, so entstehen die für das Zyklotron typischen Resonanzkurven. Sie hängen stark von der Größe der angelegten HF-Spannung ab.

Nach Dänzer [2] sollten auch Elektronen mit sehr kleiner Anfangsenergie (~ 2 V) in Resonanz den Auffänger noch erreichen können. Eine experimentelle Nachprüfung scheitert an der geringen Katodenemission bei so niedrigen Spannungen. Abb. 5 zeigt die außerordentliche Schärfe der Resonanzkurve bei 20 V und ihre starke Verbreiterung bei Zunahme des HF-Feldes (60 V). Bei höheren Feldstärken machen sich die getrennten Bahnen mit mehreren Maxima in der Resonanzkurve bemerkbar.

Die Elektronenbahnen zeigen bei Magnetfeldern, die oberhalb oder unterhalb des Resonanzfeldes liegen, ein charakteristisches Verhalten. Als Beispiel hierfür sind die Bilder III bis VI der Abb. 3 wiedergegeben. Alle Elektronen, die außerhalb der Resonanz umlaufen, vergrößern ihre Phasendifferenz gegenüber dem

Magnetfeld kontinuierlich bei jedem Umlauf. Sobald ihre Phasendifferenz $\pi/2$ erreicht hat, werden sie nicht mehr beschleunigt, sondern treffen auf ein Gegenfeld, das den Bahnradius verkleinert und eine in den Ursprung zurücklaufende Spiralbahn erzeugt. In Bild III der Abb. 8 ist die Wiedergabe einer solchen rückläufigen Spiralbahn versucht worden. Diese Bahnen sind schwer einzustellen und zu beobachten. Dieses Bild besitzt deshalb nicht die Schärfe und Deutlichkeit der übrigen Aufnahmen. Immerhin sind zwischen der stärkeren normalen Spiralbahn Teilbahnen zu erkennen, die sich

bei gleichem Umlaufssinn zu einem Spiralsystem zusammensetzen, das sich zur Katode hin zusammenzieht. Solche rückläufigen Bahnen treten nur auf, wenn das Magnetfeld kleiner als das Resonanzfeld ist, da im anderen Falle ein Defokussierungseffekt die Zahl der Bahnen begrenzt. Geht man zu stärkeren Abweichungen vom Resonanzfeld über, so erfüllen die Bahnen nicht mehr den ganzen Raum in den Halbdosen, sondern erreichen vorher einen maximalen Radius, den sie nicht mehr überschreiten können. Dieser Zustand ist in den Bildern IV, V und VI der Abb. 8 beschrieben. Alle Aufnahmen sind bei der gleichen HF-Spannung von 41 V gemacht. In Bild IV ist das Resonanzfeld H_r eingestellt, in Bild V ein um 5,2% größeres, in Bild VI ein um 7,7% kleineres Magnetfeld als das Resonanzfeld. Es wird deutlich, daß die Bahnen für $H > H_r$ schärfer fokussiert werden und für $H < H_r$ ein verwascheneres Aussehen erhalten, als den Bahnen im Resonanzfall entspricht. Dies findet seinen Grund darin, daß für $H > H_r$ die Elektronen gleichsam vor dem HF-Felde herlaufen, also während des Durchtritts durch den Halbdosenpalt auf eine elektrische Linse stoßen, deren Spannung während des Durchlaufens zunimmt. Eine solche Linse wirkt aber für den Teil der Elektronen, die nicht genau in der Mittelebene

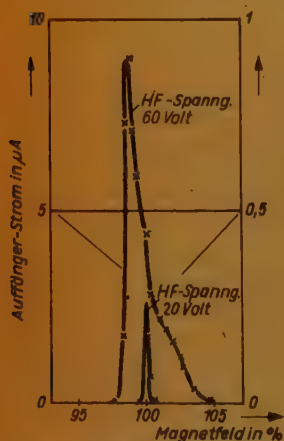


Abb. 5. Resonanzkurven des Aufwärtigerstromes bei Änderung des Magnetfeldes

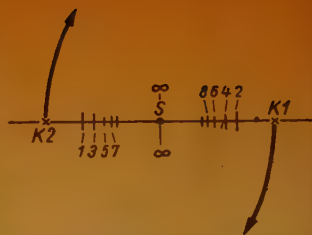


Abb. 4. Wanderung der Halbkreiselmittelpunkte mit der Umlaufzahl. K_1 und K_2 Ort der Katoden, S Symmetriepunkt des Spiralsystems der Bahnen

laufen, wie eine Zerstreuungslinse. Diese werden daher nach und nach aus der Bahn abgelenkt und regen dabei das Restgas in der Umgebung der Bahnen, wie auf Bild V deutlich zu erkennen ist, zum Leuchten an. Im Gegensatz hierzu treffen die Elektronen bei einem Felde $H < H_r$ auf eine elektrische Sammellinse. Die Elektronen bleiben weitgehend in ihrer Bahn fokussiert und bilden einen dicken leuchtenden Ring, der die Katode umschließt.

Die verschiedenartigen Fokussierungseigenschaften der Magnetfelder, je nachdem letztere größer oder kleiner als das Resonanzfeld sind, lassen sich sehr instruktiv an der Intensitätsverteilung erkennen, die die Elektronenbahnen in diesen beiden Fällen annehmen. Abb. 6, deren Kurven mit dem Aufwärtiger aufgenommen sind, zeigt diesen Vergleich. Die starke fokussierende Wirkung des ein wenig unter dem Resonanzwert liegenden Magnetfeldes wird in der Intensitätszunahme mit dem Radius deutlich.

Die Anfangsphase der Elektronen

Wir haben gesehen, daß die Elektronen in den ersten Umläufen, sobald sie auf ein zeitlich ansteigendes, elektrisches Feld treffen, aus dem Elektronenstrahl ausgeschieden werden. Man wird also bestrebt sein, die Beschleunigung von Elektronen in solch falscher Phasenlage überhaupt zu vermeiden. Dies läßt sich erreichen, wenn es gelingt, die Zeitspanne der größten Emission der Katode (die Katodenemission ist im Maximum der HF-Spannung am größten) mit dem günstigen Phasenbereich für das Zyklotron in Übereinstimmung zu

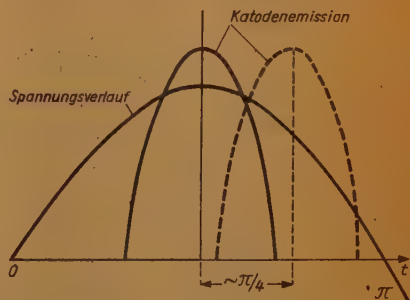
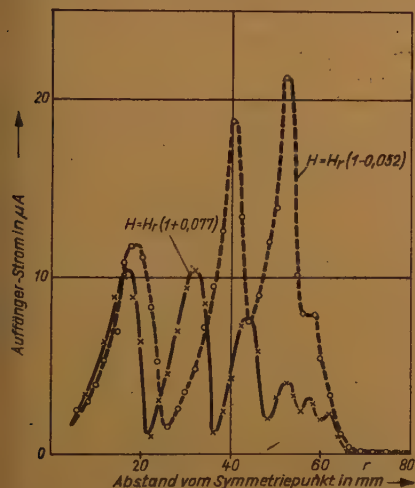


Abb. 7. Phasenlage der Katodenemission zum Feldverlauf. Die gestrichelte Kurve gibt die günstige Phasenlage wieder

Links Abb. 6. Intensitätsquerschnitt durch die Bahnen bei $H > H_r$ und $H < H_r$

bringen. Abb. 7 verdeutlicht diese Zusammenhänge. Man erkennt, daß eine Verschiebung des Emissionsbereiches der Katode um etwa $\pi/4$ gerade die erwünschte Übereinstimmung bewirken würde. Wenn man bedenkt, daß im Resonanzfall eine zeitliche Phasenänderung genau einem räumlichen Phasenwinkel entspricht, so braucht man die Elektronen nur einen räumlichen Umweg von $\pi/4$ beschreiben zu lassen, damit sie mit der gewünschten Phasendifferenz in das Halbdosenfeld eintreten. Dies läßt sich leicht bewirken durch eine Drehung der Emissionsrichtung der Elektronen. Die Elektronen dürfen also nicht mehr senkrecht zur Halbdosenkante, sondern unter einem Winkel von etwa 45° , die Katode verlassen.

Untersucht man systematisch die Abhängigkeit des Intensitätsverhältnisses V , der Elektronenzahl in der ersten Bahn, zu der in der vierten Bahn am Rande des Feldes, vom Eintrittswinkel ϑ der Elektronen in das Halbdosenfeld, so ergibt sich folgende Zahlenreihe:

ϑ	0°	45°	90°	135°	180°
V	0,4	0,86	0,59	0,29	0,22

Die Elektronen, die unter einem Winkel $\vartheta = 0^\circ$ starten, treffen zur Hälfte auf ein Gegenfeld und zur Hälfte auf eine Sammellinse. Es werden 60% der im ersten Umlauf kreisenden Elektronen bis zum vierten Umlauf ausgeschieden.

Für $\vartheta = 45^\circ$ treffen alle Elektronen auf eine Sammellinse. Der Intensitätsverlust bleibt deshalb klein. Bei $\vartheta = 90^\circ$ treffen die Elektronen zur Hälfte auf je eine Sammel- oder Zerstreuungslinse. Es geht deshalb, wie schon im Anfang festgestellt wurde, etwa die Hälfte der Elektronen verloren. Bei $\vartheta = 135^\circ$ und 180° treffen die Elektronen auf Zerstreuungslinsen oder Gegenfelder. Es werden mehr als $\frac{3}{4}$ der im Anfang kreisenden Elektronen ausgeschieden.

Die am Elektronenzyklotron gesammelten Erfahrungen lassen sich auf ein Zyklotron, das mit Ionen arbeitet, leicht übertragen. Man muß nur bedenken, daß eine Ionenquelle in Geometrie und Absaugbedingung von einer Elektronenquelle abweicht. Während die Ergebnisse bezüglich der Elektronenbahnen sich ohne weiteres übertragen lassen, erfordern die Intensitätsfragen noch eine Prüfung der veränderten Bedingungen.

Literatur

- [1] Rose: Physic. Rev. **53** (1938) 892.
- [2] Dänzer: Ann. d. Physik **41** (1943) 485.
- [3] E. D. Lawrence u. Mitarbeiter: Phys. Rev. **71** (1947) 449.
- [4] H. Salow: Zeitschr. f. Naturforschung **2a** (1947) 389.

Referate und Zeitschriftenschau

Röhrenvoltmeter hoher Konstanz

Von einem betriebssicheren Röhrenvoltmeter ist in erster Linie Unabhängigkeit der Nullpunkteinstellung und der abgelesenen Meßwerte von etwaigen Schwankungen der Betriebs- bzw. Netzschwankungen zu fordern. Darüber hinaus sollten sich die im Laufe der Betriebsdauer unvermeidlichen Änderungen in den Eigenschaften und Daten der Verstärkerröhren möglichst wenig auf die Meßwerte auswirken, so daß auch eine Nach-eichung bei Röhrenwechsel überflüssig wird. Eine Umschaltung auf mehrere Meßbereiche ohne Beeinflussung des Nullpunktes sollte ebenfalls bei einem vielseitig verwendbaren Röhrenvoltmeter vorgesehen sein.

Eine Schaltung, die diese Forderungen trotz ihrer bestechenden Einfachheit in überraschendem Maße zu erfüllen in der Lage zu sein scheint, ohne daß eine besondere Stabilisierung der Betriebsspannung notwendig wäre, besteht aus zwei parallel geschalteten identischen Röhren, die als Katodenverstärker mit gleich großen Katodenwiderständen geschaltet sind¹⁾. Dem Steuergitter der einen Röhre wird die zu messende Gleichspannung zugeführt; die bei dem Anlegen der Meß-

spannung entstehende Potentialdifferenz zwischen den Katoden der beiden Röhren verursacht einen Strom durch einen zwischen den beiden Katoden liegenden Widerstand, der als Maß für die an den Klemmen des Voltmeters liegenden Spannung dient.

Das geschilderte Schaltungsprinzip geht aus Abb. 1 hervor; legt man an die Eingangsklemmen des Voltmeters die zu messende Spannung E_G in der angegebenen Polung, wird also das Steuergitter von V_1 durch die Meßspannung negativer, so wird dadurch der Spannungsabfall an dem Katodenwiderstand R_{K1} von V_1 geringer, während V_2 und der Spannungsabfall am Katodenwiderstand R_{K2} von V_2 unbeeinflusst bleiben, wenn man zunächst einmal für den zwischen den Katoden liegenden Widerstand R einen unendlich großen Wert annimmt. Durch E_G wird an R_{K1} eine Änderung des Spannungsabfalles um

$$\Delta V = E_G \cdot \mu_1 \cdot \frac{R_{K1}}{R_{i1} + R_{K1} (1 + \mu_1)}$$

(μ_1 = Verstärkungsfaktor von V_1 , R_{i1} = innerer Widerstand von V_1) und somit eine Potentialdifferenz gleicher Größe zwischen den Katoden von V_1 und V_2 hervorgerufen, wenn für $E_G = 0$ die beiden Röhren in bezug auf ihren Anodenstrom abgeglichen waren und $R_{K1} = R_{K2}$ ist.

¹⁾ J. D. Clare, Stable Voltmeter Amplifier, Wireless Engineer, Band 25, Juli 1948, Seite 281.

Da aber R einen endlichen Wert haben muß, werden die Verhältnisse etwas weniger übersichtlich, da durch den im Falle einer Potentialdifferenz durch R fließenden Strom I_M eine Rückwirkung auf V_2 eintritt, die nicht vernachlässigt werden darf, auch wenn I_M klein gegen den Anodenstrom von V_1 und V_2 ist. Eine etwas längere Ableitung, die hier übergangen werden soll, liefert die gewünschte Beziehung zwischen dem Strom I_M und der Meßspannung E_G :

$$I_M = E_G \cdot \frac{1}{R + \frac{1}{S_1} + \frac{1}{S_2}} \quad (1)$$

(S_1 = Steilheit von V_1 , S_2 = Steilheit von V_2). I_M ist also vollkommen unabhängig von der Betriebsspannung U , wobei nur vorausgesetzt ist, daß der Arbeitspunkt von V_1 und V_2 nicht in den unteren Knick der Kennlinie gerät. Durch entsprechende Wahl von R muß dafür gesorgt werden, daß I_M verhältnismäßig klein gegen den Anodenstrom der beiden Röhren bleibt, es wird daher ein Meßinstrument mit einem Vollausschlag von 0,1 oder 0,2 mA empfohlen. Der Meßbereich wird durch die Größe von R festgelegt, wodurch sich eine einfache Umschaltmöglichkeit auf verschiedene Meßbereiche ergibt, die keinerlei Rückwirkung auf den Nullpunkt des Meßinstrumentes ausübt.

Der abgelesene Strom I_M hängt aber nach (1) auch noch von den Steilheiten der Röhren V_1 und V_2 ab, dabei wird sich eine Änderung der Röhrensteilheit um so weniger auf I_M auswirken, je größer R gegenüber $\left(\frac{1}{S_1} + \frac{1}{S_2}\right)$ ist,

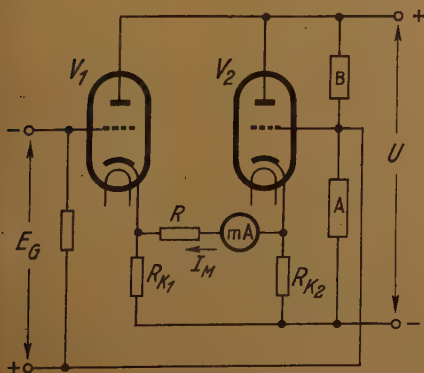
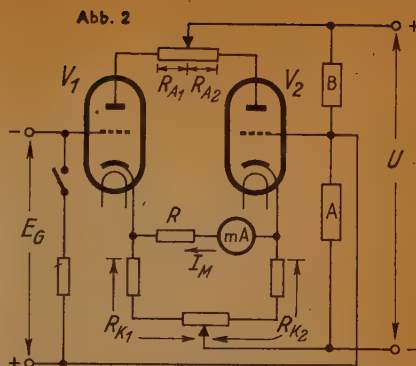


Abb. 1



d. h. je höher der Meßbereich liegt. Ein Beispiel gibt am schnellsten Auskunft über den Einfluß der Röhrensteilheit auf die Meßgenauigkeit: Nimmt man für die Röhren V_1 und V_2 eine Steilheit von 1 mA/V an, so wird $\left(\frac{1}{S_1} + \frac{1}{S_2}\right)$ gleich 2000 Ohm. Für einen Meßbereich von 0...3 Volt und ein Meßinstrument mit einem Vollausschlag von 0,1 mA muß $\left(R + \frac{1}{S_1} + \frac{1}{S_2}\right)$ einen Wert von rund 80000 Ohm haben. In dem äußerst ungünstigen Falle einer gleichzeitigen Änderung der beiden Röhrensteilheiten in gleichem Sinne um 10% — hierbei würde $\left(\frac{1}{S_1} + \frac{1}{S_2}\right)$ um 200 Ohm zu-

oder abnehmen — würde man demnach einen Meßfehler von nur weniger als 1% in Kauf nehmen müssen. Man wird die Empfindlichkeit dieser Schaltung zweckmäßigerweise nicht zu weit treiben, da sonst R zu kleine Werte annimmt und die Röhrendaten einen zu großen Einfluß gewinnen. Vollausschlag eines 0,1-mA-Instrumentes bei einer Meßspannung von 0,5 Volt dürfte wohl den empfindlichsten Meßbereich abgrenzen.

Sind die beiden Röhren V_1 und V_2 bei der Meßspannung Null vollkommen gegeneinander abgeglichen, d. h. verschwindet für $E_G = 0$ die Potentialdifferenz zwischen ihren Kathoden, so wird bei einer Änderung der Betriebsspannung U diese Potentialdifferenz wieder einen endlichen Wert annehmen, wenn die Kennlinien von V_1 und V_2 nicht vollkommen identisch sind. Es läßt sich zeigen, daß die einmal erfolgte Abgleichung auch bei Schwankungen von U erhalten bleibt und die Nullpunkt Konstanz gewahrt wird, wenn die Bedingung

$$\frac{R_{K1} + 2R_{A1}}{R_{K1}(1 + c \cdot \mu_1)} = \frac{R_{K2} + 2R_{A2}}{R_{K2}(1 + c \cdot \mu_2)} \quad (2)$$

erfüllt ist. In dieser Gleichung sind R_i der innere Widerstand, R_A ein Anodenwiderstand, R_K der Katodenwiderstand und μ der Verstärkungsfaktor, die entsprechend dem Zahlenindex zu V_1 oder V_2 gehören. Die Konstante c ist gleich dem Spannungsteilerverhältnis $A/(A+B)$ nach Abbildung 1 oder 2. Ungleichheiten der beiden Röhrenkennlinien lassen sich nach Gleichung (2) durch Variation von R_{A1} , R_{A2} , R_{K1} und R_{K2} wettmachen; diese Kompensation kann man am besten durch zwei Abgleichpotentiometer P_1 und P_2 nach Abb. 2 durchführen, die das endgültige Schaltprinzip des Röhrenvoltmeters wiedergibt. Sind P_1 und P_2 auf Grund von Versuchen so eingestellt worden, daß die Gleichung (2) erfüllt ist, ist der Nullpunkt des Meßinstrumentes praktisch unabhängig von der Höhe der Betriebsspannung U , gleichgültig welcher Meßbereich eingestellt ist, d. h. wie groß R ist.

Dr. F.

(Umfang der Originalarbeit 6 Seiten.)

Elektronenstrahlröhren mit geknicktem Strahlengang

Nicht allein der Wunsch, die etwas unglückliche, langgestreckte Form der üblichen Katodenstrahlröhre, gedrungener und auch glas-technisch einfacher zu gestalten, führte zu der Untersuchung, ob sich ein Elektronenstrahl durch möglichst einfache Umlenkmittel unter Beibehaltung der punktförmigen Abbildung knicken läßt*). Wenn nämlich eine rechtwinklige Umlenkung des Elektronenstrahles möglich ist, kann man den Elektronenbrennfleck auf einem Zylindermantel umlaufen lassen und kommt so zu einer Röhrenform, die als Polarkoordinatenschreiber mit großem Durchmesser (Kreiszosillografenröhre) oder auch als Katodenstrahl-schalter mit zylinderförmig angeordneten Kontakten besonders gut geeignet ist. Abb. 1 zeigt die kurze, handliche Form einer Bildröhre mit geknicktem Strahlengang, während in Abb. 2 die grundsätzliche Gestalt eines ringförmigen Elektronenstrahlschalters der erwähnten Art dargestellt ist.

*) O. Hachenberg, Umlenkung eines Elektronenstrahles unter Beibehaltung der punktförmigen Abbildung der Katodenaustrittsblende auf den Leuchtschirm, Annalen der Physik, 6. Folge, Band 2, Heft 5-6, 1948, Seite 225.

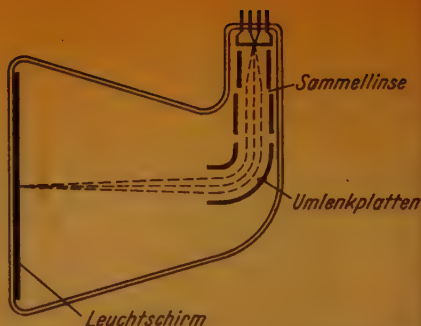


Abb. 1. Katodenstrahlzillograf mit rechtwinklig geknicktem Strahlengang

Die Strahlenumlenkung in den Versuchsröhren wurde auf rein elektrostatischem Wege mit zwei parallelen, viertelkreisförmig gebogenen Umlenkplatten und einer vor den Umlenkplatten angeordneten elektrostatischen Sammellinse durchgeführt. Die Umlenkplatten erhielten eine zur Anodenspannung A symmetrische Ablenkspannung $A+U$ und $A-U$; außer diesen einfachen



Abb. 2. Katodenstrahlschalter mit ringförmig angeordneten Kontakten

gebogenen Umlenkplatten, die einen Quadranten eines Zylinderkondensators mit dem Krümmungsradius R ($=$ Radius der Strahlenumlenkung) darstellten, wurden auch noch die verschiedensten Möglichkeiten doppelt-gebogener, z. B. sattelförmiger oder kugelausschnittförmiger Umlenkplatten untersucht, wobei sowohl das Vorzeichen als auch die Größe des zweiten Krümmungsradius r verändert wurden (in Abb. 3 haben z. B. r und R gleiches Vorzeichen, im Falle des Kugelkondensators wären r und R gleich groß, ihr Vorzeichen aber entgegengesetzt). Als recht störend macht sich bei dieser verhältnismäßig einfachen Art der Strahlenumlenkung bemerkbar, daß die Umlenkplatte

außer der umlenkenden Wirkung auch noch eine Linsenwirkung auf den Elektronenstrahl ausübt, gleichgültig welche Werte r und R auch immer annehmen. Die Brennweite der von den Umlenkplatten gebildeten Linse ist übrigens in allen Fällen unabhängig von der Plattenspannung und nur eine Funktion des Umlenkwinkels und der Krümmungsradien r und R .

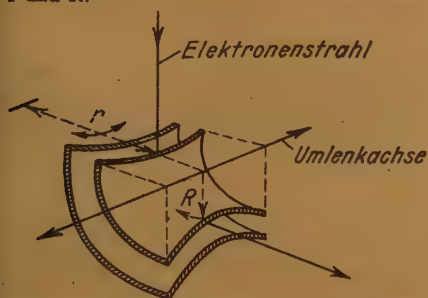


Abb. 3. Elektrostatisches Umlenksystem mit rotations-symmetrischen Platten

Eine rechtwinklige Umlenkung des Elektronenstrahles unter Erhaltung der Punktschärfe und gleich großer Ablenkempfindlichkeit des Leuchtfleckes nach allen Richtungen ist nur mit dem Kugelkondensator möglich, der lediglich als eine von allen Seiten gleichmäßig auf den Strahl wirkende zusätzliche Sammellinse der Brennweite

$$f = \frac{R}{\sin \Theta}$$

(Θ = Umlenkwinkel) anzusehen ist. Bei einfach gekrümmten Umlenkplatten im Falle des Zylinderkondensators ($r = \infty$) tritt jedoch eine Art Astigmatismus ein, da der Elektronenstrahl in der Richtung senkrecht zum Plattenabstand unbeeinflusst bleibt, in der Umlenkrichtung aber zusätzlich fokussiert wird. Diese Umlenkplatten kann man als Zylinderlinse mit der Brennweite

$$f = \frac{R}{\sqrt{2}} \cdot \frac{1}{\sin \sqrt{2} \Theta}$$

ansprechen. Für den allgemeinen Fall $r > 0$ ergibt sich grundsätzlich, daß der Elektronenstrahl von den Umlenkplatten in der Umlenkebene wie von einer zusätzlichen Sammellinse der Brennweite

$$f = \frac{R}{\sqrt{2 + \frac{R}{r}}} \cdot \frac{1}{\sin \sqrt{2 + \frac{R}{r}} \Theta}$$

in der dazu senkrechten Strahlebene aber wie von einer Zerstreuungslinse der Brennweite

$$f = -R \sqrt{\frac{r}{R}} \cdot \frac{1}{\sin \sqrt{\frac{R}{r}} \Theta}$$

beeinflusst wird. Der aus den Umlenkplatten austretende Elektronenstrahl hat daher im allgemeinen elliptischen Querschnitt. Wie sich theoretisch zeigen läßt und auch durch die Versuche praktisch nachgewiesen werden konnte, ist trotzdem in vielen Fällen durch geeignete Wahl der Brennweite und des Abstandes der vor den Umlenkplatten angeordneten Sammellinse eine vollkommen ausreichende punktscharfe Abbildung des rechtwinklig geknickten Elektronenstrahles auf dem Leuchtschirm erreichbar. Allerdings muß man jetzt in Kauf nehmen, daß die Ablenkempfindlichkeit des Leuchtfleckes in der Umlenkebene und der dazu senkrechten Ebene verschieden groß wird, da ja in diesen beiden Ebenen mit verschiedenen elektronenoptischen Linsensystemen abgebildet wird. Eine ähnliche Abbildung ist also nicht mehr vorhanden, vielmehr ist das Bild nach einer Richtung hin verzerrt.

Dennoch wird eine derartige Katodenstrahlröhre für manche Zwecke nicht nur brauchbar, sondern sogar recht zweckmäßig sein, da durch die Linsenwirkung der Umlenkplatten eine Erhöhung der Ablenkempfindlichkeit in der einen Richtung um den dreibis vierfachen Wert, unter Umständen sogar auf den zehnfachen Wert in der Praxis erzielt wird.

Dr. F.

(Umfang der Originalarbeit 17 Seiten.)

Der Lichtbogen als Schwingungsgenerator

Unter bestimmten Voraussetzungen kann der von einer Gleichstromquelle gespeiste Lichtbogen dank seiner fallenden Kennlinie $U(I)$ in einem Schwingkreis Schwingungen anregen. Diese Anregung findet aber nur statt, wenn ganz bestimmte Bedingungen hinsichtlich der Dimensionierung des Lichtbogens und des Schwingkreises erfüllt sind*). Liegt der Lichtbogen mit einer Gleichspannung U_0 und einem ohmschen Widerstand R in einem

*) R. Rompe und W. Weizel, Stabilitätsbedingungen und Schwingungsanregung bei Lichtbögen, Annalen der Physik, 6. Folge, Bd. 1 (1947), Heft 7/8, S. 850.

Stromkreis, so gilt für diesen Stromkreis die Gleichung

$$U_0 = U(I) + R \cdot I$$

Diese Beziehung, die sich additiv aus der Kennlinie $U(I)$ des Bogens und der Widerstandsgeraden RI zusammensetzt, ist in Abb. 1 grafisch dargestellt. Es entsteht eine Kurve mit einem Minimum, so daß also zu jedem Spannungswert U zwei Stromstärken I in dem Kreis gehören. Da nur für den größeren Stromwert ein stabiler Zustand besteht, erfolgt ein spontaner Umschlag des Lichtbogens von dem kleineren zum größeren Stromwert. Dieser Umschlag ist ein quasi-stationärer Vorgang, wenn der während des Umschlages entstehende Spannungsüberschuß (weil ja das Kurvenminimum durchlaufen wird) von einer in dem Stromkreis vorhandenen Selbstinduktion L aufgenommen werden kann. Für diesen Kreis gilt dann für die Zeit des Umschlages die Gleichung

$$U_0 = U(I) + RI + L \frac{dI}{dt}$$

während für den stationären Zustand gilt:

$$U_0 = U(I_0) + RI_0$$

Durch Subtraktion erhält man für den Entladungsumschlag:

$$U(I) - U(I_0) = R(I_0 - I) - L \frac{dI}{dt}$$

setzt man in dieser Gleichung $I - I_0 = j$ und $U(I) - U(I_0) = j \cdot \left(\frac{dU}{dI} \right)_0$, so erhält man:

$$L \frac{dj}{dt} = -j \left[\left(\frac{dU}{dI} \right)_0 + R \right] \quad (1)$$

Der Ausdruck $\left(\frac{dU}{dI} \right)_0$ wird als der differentielle

Widerstand β des Bogens bezeichnet, wohingegen der komplexe Leitwert des Bogens im physikalischen Sinne durch die Summe

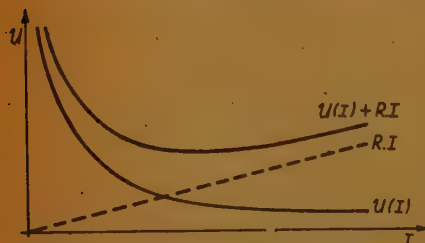


Abb. 1. Kennlinie des Lichtbogen-Speisekreises

aus dem Gleichstromleitwert und dem Aus-
druck

$$\frac{1}{R' + i\omega L'}$$

definiert ist, in dem R' und L' komplizierte Funktionen der physikalischen Eigenschaften der Bogenentladung sind.

Nach Gleichung (1) stellt der Bogen während des Umschlages eine Spannung der Größe $-j(\beta + R)$ dem Stromkreise zur Verfügung und wirkt als Generator, wenn die Bedingungen $\beta < 0$ und $(\beta + R) < 0$ erfüllt sind.

Betrachtet man einen Lichtbogen in einem Reihenschwingkreis nach Abb. 2, so kann man den Bogen B und dessen Vorschaltwiderstand R_1 als Teile eines Gleichstromkreises auffassen, in dem eine Wechselspannung nicht auftritt, da er für diese einen Kurzschluß bildet. Die am Bogen und an R_1 auftretenden Wechselspannungen müssen daher entgegengesetzt gleich sein. Da ferner der durch R_1 fließende Wechselstrom gleich

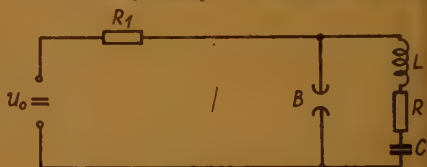


Abb. 2. Lichtbogen im Reihenschwingkreis

der Summe aus den durch den Bogen und den Schwingkreis fließenden Wechselströmen ist, ergibt sich schließlich die Beziehung

$$\frac{1}{R_1} + \frac{1}{\beta} + \frac{1}{\mathcal{Y}} = 0 \quad (2)$$

wenn mit \mathcal{Y} der komplexe Widerstand des Reihenschwingkreises bezeichnet wird:

$$\mathcal{Y} = R + i\omega L + \frac{1}{i\omega C}$$

Als Lösung der Gleichung (2) erhält man

$$\omega = i\alpha \pm \sqrt{\frac{1}{CL} - \alpha^2} \quad (3)$$

wenn man zur Abkürzung

$$\alpha = \frac{R}{2L} + \frac{R_1 \beta}{2(R_1 + \beta)L}$$

setzt. Schreibt man den Zeitfaktor der Frequenz der Gleichung (2) in der Form

$$e^{-\alpha t \pm it \sqrt{\frac{1}{CL} - \alpha^2}}$$

so sieht man sofort, daß für eine Schwingungsfachung $\alpha < 0$ sein muß, was nur für

negatives β erfüllt sein kann, da aus Stabilitätsgründen $R_1 + \beta$ positiv ist. Als weitere leicht zu erfüllende Voraussetzungen für die Anregung von Schwingungen findet man

$$\alpha^2 < \frac{1}{LC}$$

und
$$\frac{1}{R} + \frac{1}{R_1} + \frac{1}{\beta} > 0$$

Für die spontane Schwingungserzeugung genügt aber noch nicht, daß α bzw. der komplexe Widerstand β des Lichtbogens negativ ist, sondern man befindet sich nur dann im Schwingungsbereich, wenn der Realteil von α bzw. von β negativ ist. Diese Bedingung ist nur bis zu einer bestimmten Höchsfrequenz erfüllbar, bei der die Schwingungen abreißen. Wenn man schnelle Schwingungen mit dem Lichtbogen anregen will, muß man den Gleichstromleitwert des Bogens möglichst klein und den Vorschaltwiderstand R_1 möglichst groß halten.

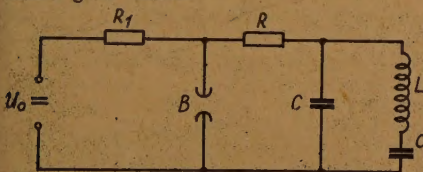


Abb. 3. Lichtbogen parallel zum Schwingkreis

Liegt der Lichtbogen B nach Abb. 3 parallel zu dem aus C und L bestehenden Schwingkreis (der Kondensator C' ist sehr groß und dient lediglich als Gleichstromsperre), so erhält man in ganz ähnlicher Weise für die Anregung von Schwingungen in dem Schwingkreis die Bedingungen

$$\alpha' < 0$$

und
$$\alpha'^2 < \frac{1}{LC}$$

Während die erste Voraussetzung ohne weiteres gegeben ist, wenn β wegen der fallenden Charakteristik negativ ist, zeigt es sich, daß die zweite Bedingung in keinem Falle erfüllt werden kann. Eine Schwingungsanregung findet also in dieser Schaltung wegen der nicht erfüllten „Periodizitätsbedingung“ nicht statt. Beim Einschalten der Anordnung nach Abb. 3 lädt sich der Kondensator C auf, bringt den Bogen B zur Zündung und entlädt sich über den Bogen, der dann wieder erlischt. Es können demnach lediglich Kipp-schwingungen entstehen. Dr. F.

(Umfang der Originalarbeit 7 Seiten.)

Extrem hohe Zeitauflösung mit dem Katodenstrahl-Oszillografen

Bei Messungen an Kabeln, bei der Bestimmung der Einschwingvorgänge von Filtern, der Phasenlaufzeiten in Verstärkern, bei einer großen Anzahl von Funkmeßverfahren und auf anderen Gebieten arbeitet man oft mit einer Folge kurzzeitiger Rechteckimpulse hoher Leistung. Die Auswertung derartiger Meßverfahren auf dem Bildschirm eines Katodenstrahl-Oszillografen bereitet besonders deshalb erhebliche Schwierigkeiten, weil einer Impulslänge von nur ungefähr 10^{-6} sec eine übliche Impulsfolgefrequenz von etwa 100 bis 5000 Impulsen je Sekunde gegenübersteht, Impulsdauer und Impulsfolge also in einem Verhältnis von 1:200 bis 1:10000 stehen. Infolge dieses großen Verhältnisses kommt man mit der üblichen Oszillografentechnik und einer sägezahnförmigen Zeitablenkung nicht zum Ziele, wenn man ein stehendes Bild der Impulse mit hinreichender Zeitauflösung auf dem Bildschirm erzeugen will.

Bereits während des Krieges hatte der Verfasser ein Gerät entworfen und gebaut, mit dem stehende Bilder derartiger Impulsfolgen bei extremer Zeitauflösung auf dem Schirm des Katodenstrahl-Oszillografen dargestellt werden können, das aber aus Geheimhaltungs-

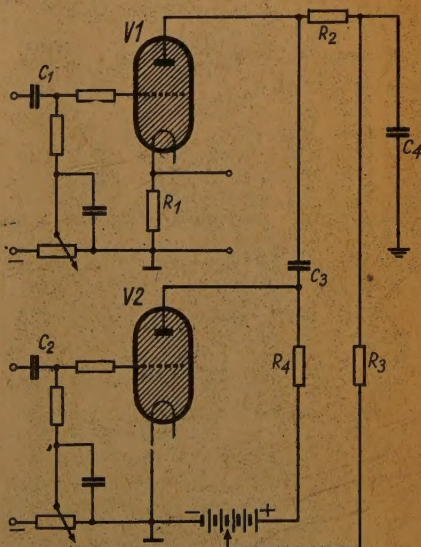
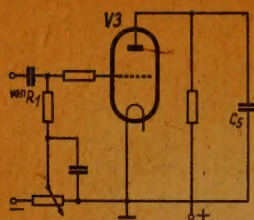
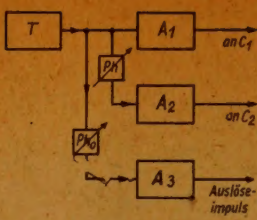


Abb. 1. Impulsgenerator zur Steuerung des Kippspannungserzeugers



Links Abb. 2. Kippspannungserzeuger. Rechts Abb. 3. Schema für die Erzeugung der Spannungsschöße und für die Synchronisierung des Impulsgenerators



gründen erst jetzt in seinen Grundzügen veröffentlicht werden konnte*).

Das wesentliche Merkmal dieses Gerätes besteht darin, daß Einsatz, Geschwindigkeit und Dauer der Zeitablenkung des Elektronenstrahles mit größter Genauigkeit durch gittergesteuerte Gasentladungsröhren bestimmt werden; der Rücklauf des dunkelgesteuerten Elektronenstrahles erfolgt entsprechend dem Verhältnis von Impulsdauer zur Impulsfolge der abzubildenden Spannungsimpulsfolge wesentlich langsamer als die sichtbare Zeitablenkung.

Es zeigte sich, daß sich die Entladung in Gasentladungsröhren mit großer Geschwindigkeit aufbaut und für die Steuerung einer äußerst schnellen Zeitablenkung geeignet ist, da ihr Beginn und Ende zeitlich mit außerordentlicher Genauigkeit festgelegt werden können. Diese Steuerung erfolgt durch einen Impulsgenerator mit zwei Gasentladungsröhren, der in Abb. 1 dargestellt ist. Das Gitter der Gasentladungsröhre V_1 erhält über den Kondensator C_1 einen Spannungsschöß, der die Röhre zündet. Der außerordentlich schnell einsetzende Stromfluß wird durch entsprechende Bemessung der Widerstände R_1 , R_2 und R_3 ($R_2 < R_3$) für einen gewissen Zeitabschnitt einen konstanten Wert annehmen, und an R_1 tritt während dieser Zeit ein konstanter Spannungsabfall auf.

Gelöscht wird die Röhre V_1 durch eine zweite Gasentladungsröhre V_2 , die durch einen Spannungsschöß über den Kondensator C_2 gezündet wird. Durch die Zündung von V_2 entsteht über den Kopplungskondensator C_3 ein großer negativer Spannungsschöß, der durch die Differenz der Batteriespannung zwischen Kathode — Anode und der Brennschweißspannung von V_2 gegeben ist. Dadurch wird die Spannung an der Gasentladungsröhre V_1

so weit herabgesetzt, daß diese erlischt und der Spannungsabfall an R_1 innerhalb kürzester Zeit verschwindet. Damit die gesamte Anordnung wieder in den Anfangszustand zurückkehrt, muß auch V_2 wieder gelöscht werden; da bis zur erneuten Zündung von V_1 verhältnismäßig viel Zeit zur Verfügung steht, ist der Zeitpunkt der Löschung von V_2 nicht sehr kritisch. Durch entsprechende

Bemessung der Widerstände R_2 , R_3 und R_4 sowie der Kondensatoren C_3 und C_4 erreicht man, daß V_2 von allein erlischt, sobald C_3 und C_4 entladen sind, da infolge ungenügender Stromnachlieferung über den Widerstand R_4 die Anodenspannung an V_2 bald so weit absinkt, daß die Entladung aufhört.

Die an R_1 auftretende Spannung steuert den Kippspannungserzeuger nach Abb. 2, der eine zeitproportionale Ablenkung des Katodenstrahles herbeiführt. Die Ablenkplatten des Oszillografen für die Zeitskala liegen an der Anode der Röhre V_3 ; die normalerweise gesperrte Röhre V_3 wird durch den Impuls an R_1 der Abb. 1 während der Dauer dieses Impulses den Kondensator C_5 zeitproportional entladen. Nach Beendigung des Impulses lädt sich der Kondensator C_5 bei gesperrter Röhre V_3 wieder langsam auf.

Ein Teil der an R_1 entstehenden Spannung wird dem Wehneltzylinder der Katodenstrahlröhre zugeführt und bewirkt während der Zeitablenkung eine Hellsteuerung des Katodenstrahles, der bei seinem langsamen Rücklauf durch entsprechende Vorspannung des Wehneltzylinders dunkelgesteuert ist.

Die Größe der Zeitdehnung auf dem Katodenstrahl-Oszillografen hängt von der Dauer des an dem Katodenwiderstand R_1 in Abb. 1 erzeugten rechteckigen Spannungsimpulses und damit von dem zeitlichen Abstand zwischen den über C_1 und C_2 zugeführten Spannungsschößen ab. Diese Spannungsschöße werden von einem Tonfrequenzgenerator T (Abb. 3) erzeugt, dessen Ausgangsspannung einmal an den stark übersteuerten Verstärker A_1 und außerdem über den Phasenschieber Ph an den ebenfalls stark übersteuerten Verstärker A_2 geführt ist. Infolge der Übersteuerung liefern A_1 und A_2 Rechteckspannungen, die durch den veränderlichen Phasenschieber Ph beliebig gegeneinander verschoben werden können und deren steiler Spannungsanstieg

* W. Kroebel, Messung extrem schnell verlaufender zeitlicher Vorgänge, Archiv der elektrischen Übertragung, Bd. 1 H. 3/4, S. 108.

die gewünschten Stöße für V_1 und V_2 bildet. Der zeitliche Abstand dieser beiden Spannungstöße und damit die Länge der Zeitbasis wird von der gegenseitigen Phasenverschiebung der beiden Rechteckspannungen durch den Phasenschieber Ph bestimmt, während die Periodizität der Zeitablenkung durch die veränderliche Frequenz des Tongenerators gegeben ist.

Eine vollkommene Synchronisation kurzer Impulsfolgen erhält man, wenn man die zur Durchführung der Beobachtungen dienende Impulsfolge von dem gleichen Tongenerator T über einen veränderlichen Phasenschieber Ph_0 und einen übersteuerten Verstärker A_3 mit Gasentladungsröhre auslösen läßt.

Mit der Anordnung können kurzzeitige Impulse mit einer Folgefrequenz von 15 bis 3000 Hz mit extrem großer Zeitdehnung abgebildet werden; es konnte ein zeitliches Auflösungsvermögen von mindestens 10^{-9} Sekunden je Millimeter Leuchtlinienlänge erreicht werden. Die Genauigkeit, mit der die Anordnung arbeitet, ist so groß, daß sie zur Messung von kurzen Zeitintervallen herangezogen werden kann.

Dr. F.

(Umfang der Originalarbeit 6 Seiten.)

Die Doppel-T-Kopplung in Hohlrohrleitungen

Der in dem Referat über die Fernseh-Relaisstrecke erwähnte Gegentakmodulator stellt ein außerordentlich interessantes Schaltelement der Hohlrohrtechnik¹⁾ dar. Er beruht auf dem Prinzip der sogenannten „Hybrid-Junction“, ein Begriff, den man vielleicht sinngemäß mit Doppel-T-Stück übersetzen kann. Ein solches Doppel-T-Stück ist in Abb. 1, sein Prinzip in Abb. 2 dargestellt. Es besteht aus vier aneinandergesetzten rechteckigen Hohlrohren mit den Seitenkanten $a < b$. Es ist $a < \lambda/2 < b$. In den Arm S wird Leistung eingekoppelt und eine H_{01} -Welle erregt. Den Verlauf der elektrischen Kraftlinien zeigt schematisch Abb. 2. Wie ersichtlich, werden in den Armen 1 und 2 gleichfalls Wellen erregt, die wegen $b > \lambda/2$ ohne wesentliche Dämpfung sich fortpflanzen. Für die im Arm P erregte H_{01} -Welle liegt der elektrische Feldvektor in Richtung der Längsseite des Hohlrohrquerschnitts. (Das räumliche Mittel der elektrischen Feldstärken in Richtung der schmalen Kante a ist Null.)

¹⁾ W. A. Tyrrell, Bell. Lab. Record. 26, Jan. 1948 24/29.

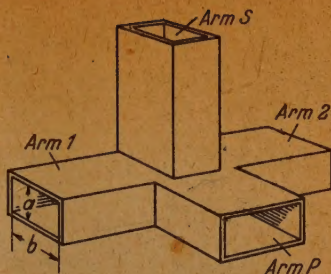


Abb. 1

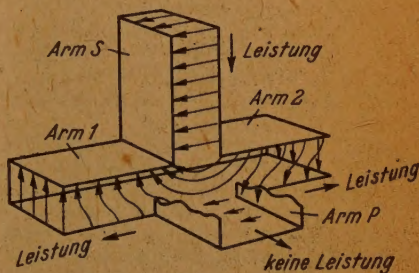


Abb. 2

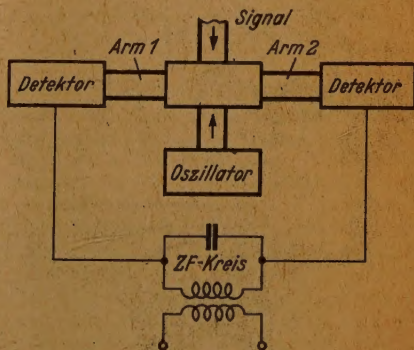


Abb. 3

Wegen $a < \lambda/2$ ist die Welle im Arm P aperiodisch gedämpft. Die in den Arm P einströmende Leistung wird also reflektiert. Somit wird die bei S eingekoppelte Leistung auf die Arme 1 und 2 verteilt, während ein Schaltelement am Ausgang von P von einem bei S befindlichen Generator entkoppelt ist. Ebenso wird bei Ankopplung eines Generators an den Arm P dessen Leistung auf die Arme 1 und 2 verteilt, ohne daß Leistung in den Arm S abströmt. Befinden sich am Ausgang der Arme 1 und 2 Verbraucher mit gleicher Ein-

gangs impedanz, so verteilt sich sowohl die in S als auch die in P eingekoppelte Leistung zu gleichen Teilen auf diese Verbraucher. Durch die von S her einströmende Leistung werden die Arme 1 und 2 im Gegentakt, durch die von P her einströmende Leistung im Gleichtakt erregt.

Durch diese Ausführungen wird ohne weiteres in der Abb. 3 schematisch dargestellte Anordnung dieses Doppel-T-Stücks als Gegentakt-Modulator verständlich. Die Detektoren erhalten je die Hälfte von Signal- und Oszillatorleistung, eine von beiden in Eintakt, die zweite in Gegentakterregung. Die ZF-Leistung wird an einem Gegentaktkreis abgenommen. Durch das Doppel-T-Stück sind Antenne und Oszillator vollkommen entkoppelt, d. h. der Oszillator strahlt nicht über die Antenne und es fließt keine Signalleistung in den Oszillator.

In der Praxis werden Arm S und P noch mit Anpassungsmitteln (Stifte, Blenden u. ä., wie in der Hohlrohrleitung üblich) versehen, um die Anpassung zu verbessern. Infolge der scharfen Kanten entsteht an den Übergangsstellen eine gewisse Fehlanpassung (Blindkomponenten), die durch Einfügung entgegengesetzter Blindkomponenten durch die oben angegebenen Mittel verhindert wird. Die Entkopplung von S gegen P und umgekehrt beträgt praktisch 35 bis 40 db.

Neue Abonnements

Auf zahlreiche Anfragen teilen wir mit, daß neue Abonnements für FUNK UND TON jederzeit und in unbeschränkter Höhe angenommen werden können. Bestellungen bitten wir am zweckmäßigsten an unsere Abonnementsabteilung, Berlin-Borsigwalde, zu richten. Die Lieferung erfolgt in alle Zonen. Der Bezugspreis beträgt vierteljährlich 9,27 DM einschließlich Postüberweisungsgebühren. Die Zahlung kann außerhalb Berlins je nach Wunsch vierteljährlich an den Briefträger, der FUNK UND TON zustellt, geleistet werden oder durch Überweisung auf unser Bank- oder Postcheckkonto erfolgen. Nähere Einzelheiten hierüber werden den neu hinzutretenden Abonnenten jeweils mitgeteilt.

Wir bitten unsere Freunde, Interessenten auf die Bezugsmöglichkeit von FUNK UND TON freundlichst hinzuweisen.

FUNK UND TON erscheint mit Genehmigung der französischen Militärregierung. Monatlich 1 Heft. Verlag: VERLAG FÜR RADIO-FOTO-KINOTECHNIK GMBH, Berlin-Borsigwalde. Herausgeber und verantwortlich für den Inhalt: Professor Dr. Gustav Leithäuser. Bezugspreis vierteljährlich 9,— DM. Bei Postbezug 9,15 DM (einschl. 15 Pf. Postgebühren) zuzüglich 12 Pf. Bestellgeld. Die Abonnementsgebühren werden innerhalb Groß-Berlins durch Filialboten monatlich kassiert. Bestellungen beim Verlag sowie bei den Postämtern aller Zonen. Der Nachdruck einzelner Beiträge ist nur mit Genehmigung des Verlages gestattet. Druck: Druckhaus Tempelhof, Berlin.

Inhaltsverzeichnis FUNK UND TON

Bd. 2 (1948), Nr. 10, Seiten 490...548

- Dr. F. X. Eder: Das Grenzgebiet zwischen elektrischen Millimeterwellen und dem langwelligen Ultrarot.
DK 621.396.615.029.64:535.61—14/5:621.391.6 491
- Dr.-Ing. F. Kirschstein u. D. Weber: Über die Konstanthaltung der mittleren Frequenz von frequenz-modulierten Ultra-Kurzwellen-Sendern.
DK 621.396.61:621.396.619.018.41:621.316.7. 499
- Dr.-Ing. F. W. Gundlach: Die Raumladungssteuerung im Laufzeitgebiet bei hohen Aussteuerungsgraden.
DK 621.385.1:537.525.92..... 516
- Dr. H. Salow: Versuche am Elektronenzyklotron.
DK 621.385.822.5:537.533.7:621.369.99:539.. 531

Referate

- Röhrenvoltmeter hoher Konstanz.*
DK 621.317.725:621.385.1:621.316.722.1:621.3.016.35..... 538
- Elektronenstrahlröhren mit geknicktem Strahlengang.*
DK 621.385.832..... 540
- Der Lichtbogen als Schwingungsgenerator.*
DK 621.396.613.001:537.523.5..... 541
- Extrem hohe Zeitauflösung mit dem Katodenstrahl-Oszillografen.*
DK 621.385.382:621.317.082..... 543
- Die Doppel-T-Kopplung in Hohlrohrleitungen.
DK 621.396.611.1.029.63:621.315.35.029.63.. 545
- Von den mit einem *) versehenen Referaten können Fotokopien der Originalarbeiten gegen Voreinsendung des Betrages von DM 2,— je Seite sowie des Einschreibepontos zur Verfügung gestellt werden.

Berichtigung zur Tabellenseite AK 1 bis 8, Heft 8

In dem Abschnitt Übertragungstechnik muß es bei der Definition des Übertragungsmaßes und der Übertragungsgröße an Stelle von Ein- und Ausgangsspannung richtig Ein- und Ausgangs-EMK und statt Anpassungswiderstand richtig Innenwiderstand R_i heißen.

Zeichnungen nach Angaben der

- Verfasser von FUNK UND TON Labor:
Römhild..... 9
Sommermeier..... 6
Tresler..... 28